

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

VON
H. GEIGER

110. BAND. 5. UND 6. HEFT

MIT 61 TEXTFIGUREN

(ABGESCHLOSSEN AM 7. SEPTEMBER 1938)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

1938

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstande der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind. Auch verpflichtet sich der Autor, die Arbeit nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen.

Manuskriptsendungen sind an die **Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24**, zu richten.

Die Autoren erhalten eine Fahrenkorrektur. Eine 2. (Umbruch-)Korrektur wird nur auf ausdrücklichen Wunsch übersandt, weil dadurch in der Regel das Erscheinen der Arbeit erheblich verzögert wird.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche **Textänderungen**, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 125 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum Bogennettopreise berechnet werden. Mit der Lieferung von Dissertationsexemplaren befaßt sich die Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht; sie stellt jedoch den Doktoranden den Satz zur Anfertigung der Dissertationsexemplare durch die Druckerei zur Verfügung.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstraße 22/24.

Aufnahmebedingungen.

Nur solche Arbeiten können in die Zeitschrift für Physik aufgenommen werden, die den folgenden

Richtlinien

genügen:

1. Die Arbeit muß dem Gebiete der experimentellen oder theoretischen Physik angehören. Auch Arbeiten aus Nachbargebieten können aufgenommen werden. Ausgeschlossen sind jedoch Arbeiten mit rein mathematischem, astronomischem, mineralogischem oder chemischem Inhalt.

2. Die Einleitung der Arbeit soll den Leser in knappen Sätzen in die Vorgeschichte des Problems einführen. Je stärker ein Problem im Vordergrund des Interesses steht, desto kürzer kann die Einleitung gehalten werden.

3. Das Ziel der Arbeit muß schon in der Einleitung klar ausgesprochen werden. Es soll dabei auch ersichtlich sein, inwieweit die Erreichung des gesteckten Zieles einen im Rahmen der heutigen Physik wertvollen wissenschaftlichen Fortschritt bedeutet.

4. Die Beschreibung von Versuchsapparaten soll sich keinesfalls in technische Einzelheiten verlieren. Nur apparative Neuheiten von grundsätzlicher Bedeutung sind von Interesse. Die bildliche Wiedergabe von Apparaten soll durch schematische Zeichnung, nicht durch Photographie erfolgen.

5. Es ist fast immer ausreichend, von den Meßreihen ein typisches Beispiel herauszugreifen. An diesem Beispiel soll aber ersichtlich bzw. kontrollierbar sein, wie die Auswertung erfolgt ist, wie die Rechnungen durchgeführt wurden, welche Korrekturen angebracht sind usw.

6. Die Meßergebnisse sind *entweder* in Tabellen *oder* in Kurven wiederzugeben. Nur in Ausnahmefällen kann es gerechtfertigt sein, dasselbe Zahlenmaterial sowohl in Tabellen wie in Kurvenform zu veröffentlichen.

7. Die Lesbarkeit einer Arbeit gewinnt sehr, wenn die Figuren und Tabellen durch gut durchdachte Beschriftung an sich schon verständlich sind. Jedenfalls sollen alle Figuren und Tabellen mit Unterschriften bzw. Überschriften versehen sein.

8. In theoretischen Arbeiten sollen die mathematischen Ausführungen gerade so ausführlich veröffentlicht werden, daß der Leser die vom Verfasser überwundenen Schwierigkeiten nicht nochmals von neuem überwinden muß. Elementare Rechnungen dürfen nur ganz kurz angedeutet werden. In Zweifelsfällen empfiehlt es sich, Zwischenrechnungen als Anhang in kleinem Druck zu bringen.

9. Die Diskussion der Ergebnisse und die sonstigen allgemeinen Erörterungen sollen in ihrer Ausführlichkeit dem Umfang der in der Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse entsprechen. Eine kurze Meßreihe berechtigt noch nicht dazu, einen großen Fragenkomplex lehrbuchartig aufzurollen.

10. Jede Arbeit muß in sich abgeschlossen sein. Arbeiten, welche allein auf einen Versuchsvorschlag oder nur auf eine Verbesserung von Meßverfahren oder Meßinstrumenten abzielen, können in der Regel nicht aufgenommen werden.

11. Dissertationen oder Habilitationsschriften können nicht in voller Breite aufgenommen werden. Nur solche Auszüge werden veröffentlicht, die den vorliegenden Richtlinien entsprechen. Die Auszüge sind in einer Fußnote als gekürzte Dissertation usw. zu kennzeichnen.

12. Am Kopf jeder Arbeit soll eine Inhaltsangabe in Kleindruck stehen. In diese Inhaltsangabe sollen vor allem die Punkte aufgenommen werden, welche der Verfasser als seine neuen Ergebnisse und damit als den durch seine Arbeit erzielten wissenschaftlichen Fortschritt ansieht.

Der Herausgeber: H. Geiger.

Zur physikalischen Deutung der kristallographischen Ionenradien¹⁾.

Von **H. Jensen, G. Meyer-Gossler** und **H. Rohde** in Hamburg.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 28. Juni 1938.)

Der von den Mineralogen eingeführte Brauch, die Gitterkonstanten der Ionenkristalle formal in Beiträge der einzelnen Ionen zu zerlegen (Ionenradien), wird physikalisch begründet durch ein quantenmechanisches Näherungsverfahren, das nicht von den freien Ionen, sondern direkt von den Ionen im Gitter ausgeht, und das es gestattet — innerhalb der eingeschlagenen Näherung —, willkürfrei den Ionen physikalisch definierte Radien zuzuschreiben. Die Rechnung ergibt (Tabelle 1), daß diese Radien unabhängig vom Partner, mit dem die Ionen sich im Gitter befinden, ausfallen, etwa mit der Genauigkeit, mit der auch die empirische Additivität der Ionenradien erfüllt ist. Die berechneten Radien liegen nahe bei den Goldschmidtschen Werten²⁾. Die Abhängigkeit der Radien vom Gittertypus wird erörtert. Im Anhang werden die benutzten numerischen Lösungen der Fermi-Gleichung mit Austausch für $Z = 54, 36$ und 18 angegeben und besprochen (Genauigkeit, Anwendungen).

Einleitung und Zusammenfassung.

Bekanntlich stehen die Gitterkonstanten der Ionenkristalle in einer merkwürdigen Beziehung zueinander³⁾, die es gestattet, die Gitterabstände additiv aus den Beiträgen einzelner Ionen zusammenzusetzen, d. h. dem einzelnen Ion formal einen Radius zuzuschreiben — der unabhängig ist von der speziellen Verbindung, in der es gerade betrachtet wird — und die Gitterkonstante als Summe der Ionenradien zu berechnen. Dies gilt freilich nur mit Einschränkungen. Insbesondere ist der Ionenradius abhängig vom Gittertypus (siehe unten). Die Verhältnisse sind ausführlich von Goldschmidt (l. c.) und, besonders im Hinblick auf die Abweichungen von der Additivität, von Pauling⁴⁾ diskutiert worden. Parallel mit dieser Additivität der Radien geht eine Additivität der diamagnetischen Suszeptibilitäten⁵⁾.

Dieser empirisch erschlossene Sachverhalt ist nun vom wellenmechanischen Standpunkt zunächst sehr überraschend, da die Wechselwirkungskräfte im Gitter gerade bedingt sind durch das Überlappen der Elektronen-

¹⁾ Vorgetragen auf der Gauvereinstagung (Niedersachsen) der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 11.—12. Juni 1938 in Kiel. — ²⁾ Vgl. die Fußnote 3. — ³⁾ Vgl. z. B. V. M. Goldschmidt, Norsk Videnskaps Akademi, Oslo 1926, Tabelle auf S. 16 oben; V. M. Goldschmidt, Ber. d. D. Chem. Ges. **60**, 1263, 1927. — ⁴⁾ L. Pauling, ZS. f. Kristall. **67**, 377, 1928. — ⁵⁾ J. Brindley u. F. E. Hoare, Proc. Roy. Soc. London (A) **152**, 342, 1935; ebenda **159**, 395, 1937.

wolken der einzelnen Ionen, und dieses Durchdringen der Ionen gestattet es nicht, dem einzelnen Ion theoretisch einen bestimmten Radius zuzuordnen, der insbesondere unabhängig vom Partner, mit dem das Ion in Wechselwirkung tritt, ausfallen sollte.

Andererseits erheischt der Umstand, daß es trotzdem formal möglich ist, die Ionengitter in dieser Weise darzustellen, eine physikalische Interpretation. Es wurde deshalb mehrfach versucht, die empirischen Ionenradien in Zusammenhang zu bringen mit irgendwelchen charakteristischen Daten über die wellenmechanische Ladungsverteilung in den freien Ionen¹⁾. Das Unbefriedigende an diesen Versuchen ist ihr Mangel an Zwangsläufigkeit und vor allem, daß sie gerade den wesentlichsten Umstand, die Unabhängigkeit des Radius vom Partner, nicht aufklären.

Mehr phänomenologisch stellten Born und Mayer²⁾ fest, daß der Ansatz für die potentielle Energie der Abstoßungskräfte zwischen zwei Ionen: $E_{\text{Abst}} = \text{Const } e^{-\text{const } r}$ sehr einfach wird, wenn man die Goldschmidtschen Ionenradien r_i und r_k explizit in das Wechselwirkungsgesetz einführt und schreibt:

$$E_{\text{Abst}} = A_{ik} e^{-\lambda_{ik} \{r - (r_i + r_k)\}}.$$

Die empirisch zu ermittelnden Konstanten A_{ik} und λ_{ik} ergeben sich nämlich dann als praktisch unabhängig von den betreffenden Ionen. Dies ist jedoch ein Ergebnis, daß seinerseits selbst wieder eine quantenmechanische Erklärung verlangt.

Es erschien uns deshalb verlockend, ein quantentheoretisches Näherungsverfahren zu untersuchen, das nicht von den freien Ionen, sondern direkt von den Ionen im Gitter ausgeht und das es gestattet, den einzelnen Ionen — wenigstens innerhalb der eingeschlagenen Näherung — einen definierten Radius zuzuschreiben. Die Durchrechnung des Ansatzes muß dann entscheiden, ob dieser theoretische Radius sich tatsächlich als unabhängig vom Partner, mit dem das Ion sich im Gitter befindet, herausstellt.

Eine Definition von individuellen Ionenradien gestattet nun das Thomas-Fermische Modell, das sich bereits zur Aufklärung der physikalischen Natur der Gitterkräfte als nützlich erwiesen hat³⁾. In der zitierten Arbeit wurden die Gitterkräfte jedoch in üblicher Weise aus der Durch-

¹⁾ Vgl. z. B. die entsprechenden Stellen in den Artikeln von K. F. Herzfeld und von H. Grimm u. H. Wolff im Handb. d. Phys. XXIV, 2. Teil (2. Auflage). — ²⁾ M. Born u. J. E. Mayer, ZS. f. Phys. **75**, 1, 1932; J. E. Mayer, Journ. of chem. Phys. **1**, 643, 1933. — ³⁾ H. Jensen, ZS. f. Phys. **101**, 141, 1936; weiterhin als l. c. I zitiert; ebenda **101**, 164, 1936, weiterhin als l. c. II zitiert.

dringung der freien Ionen berechnet. Zu einer sinnvollen Definition von „Ionenradien im Gitter“ gelangen wir deshalb nur, wenn wir das Modell in einer noch größeren — dafür auch sehr anschaulichen — Form verwenden: Die Fermi-Gleichung für die Ladungsverteilung in einem kugelsymmetrischen Atom oder Ion besitzt nämlich bekanntlich eine Lösung für jeden beliebig gewählten endlichen Radius des Atoms (bzw. Ions)¹⁾. Zu einem bestimmten Radius a ergibt sich eine bestimmte Verteilung der Elektronendichte $n = n_a(r)$, und dementsprechend eine bestimmte Energie des Atoms (bzw. Ions) $E = E(a)$. Wir denken uns nun im Alkalihalogenidgitter die positiven Ionen (Index 1) und negativen Ionen (Index 2) mit zunächst unbestimmten Radien a_1 und a_2 in diesem Sinne als Kugeln gepackt. Die Energie der Ionen ist dann (pro Ionenpaar):

$$E = E_1(a_1) + E_2(a_2); \quad (1)$$

die Coulombsche Energie des Gitters hängt dagegen natürlich nur ab von der Radiensumme

$$R = a_1 + a_2. \quad (2)$$

Bei festgehaltenem Ionenabstand R ist dann lediglich der Energieanteil (1) veränderlich mit der Aufteilung von R in die Radien a_1 und a_2 , und es wird sich demgemäß diejenige Aufteilung einstellen, bei der die Energie (1) ein Minimum annimmt. Zur Bestimmung der Ionenradien erhalten wir also zusammen mit (2) die Gleichung

$$\delta E = \frac{dE_1}{da_1} \delta a_1 + \frac{dE_2}{da_2} \delta a_2 = 0.$$

Aus (2) folgt bei festgehaltenem R :

$$\delta a_1 + \delta a_2 = 0,$$

und aus beiden Gleichungen zusammen ergibt sich:

$$\frac{dE_1}{da_1} = \frac{dE_2}{da_2}. \quad (3)$$

Wenn wir also nun für alle Ionen die Energien E_i in Abhängigkeit von den Radien a_i kennen, so können wir in (2) für R die empirischen Gitterkonstanten einsetzen und dann mit Hilfe von (3) für jedes Alkalihalogenid unabhängig rein theoretisch die Radien der Ionen in dem betreffenden Gitter berechnen. Dies ist weiter unten durchgeführt, es ergibt sich (Tabelle 1), daß die so gewonnenen Radien innerhalb weniger Prozente

¹⁾ Siehe z. B. H. Jensen, ZS. f. Phys. **89**, 713, 1934, weiterhin als l. c. III; ZS. f. Phys. **93**, 232, 1935, weiterhin als l. c. IIIa zitiert.

konstant — d. h. unabhängig vom Partner — ausfallen, etwa mit der Genauigkeit, mit der auch die empirische Additivität vorliegt. Überraschenderweise ergeben sich außerdem die theoretischen Radien sehr nahe bei den Goldschmidtschen Werten¹⁾.

Man könnte natürlich im Prinzip die Benutzung der empirischen Gitterkonstanten vermeiden und diese selbst berechnen aus der Bedingung, daß die Abstoßungskräfte sich im Gleichgewicht befinden sollen mit den Coulombschen Anziehungskräften, d. h. aus der Gleichung (α = Madelungsche Zahl):

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE_1}{da_1} \cdot \frac{da_1}{dR} + \frac{dE_2}{da_2} \cdot \frac{da_2}{dR} = -\frac{\alpha e^2}{R},$$

was sich mit Hilfe der Beziehung (3), die nach obigem für jeden Abstand R erfüllt ist, und der aus (2) folgenden Relation $\frac{da_1}{dR} + \frac{da_2}{dR} = 1$ noch weiter vereinfachen läßt. Jedoch hatte die eingangs (l. c. II) zitierte Berechnung der Gitterkräfte auf Grund einer weniger groben Benutzung des Fermi-Modells bereits gezeigt, daß das Modell die Abstoßungskräfte — und damit die Gitterkonstanten — zu groß liefert, was hier — wo wir die Elektronenverteilung in den einzelnen Ionen auf Kugeln beschränken und deshalb kleine Bereiche des Gitters nicht mit Elektronen ausfüllen²⁾ — natürlich erst recht der Fall wäre, so daß sich die Durchführung dieser Rechnung erübrigt.

Andererseits ist es aber gerade ein Vorzug, der hier vorgeschlagenen Verwendung des Fermi-Modells, daß sie den Anschluß an die empirischen Gitterkonstanten gestattet und damit auch einen direkten Vergleich mit den kristallographischen Ionenradien. Hinzu kommt, daß hier bei der Frage nach der Aufteilung des Gitterabstandes auf die einzelnen Ionen der Umstand, daß das

¹⁾ Dieses letzte Ergebnis erscheint uns besonders überraschend, weil der empirischen Bestimmung der Ionenradien noch eine Willkür anhaftet; alle Gitterkonstanten bleiben nämlich unverändert, wenn man z. B. alle Kationen um irgendeinen festen Betrag verkleinert, alle Anionen um denselben Betrag vergrößert; erst durch die willkürliche Wahl eines Ionenradius werden alle anderen „empirischen Radien“ festgelegt. Unser Ergebnis dürfen wir als Hinweis darauf deuten, daß die von Goldschmidt — unter Benutzung von Überlegungen Wasastjernas — getroffene Wahl des Ausgangsradius sehr glücklich war. — ²⁾ Ganz so grob brauchen wir die Approximation freilich nicht aufzufassen. Wir könnten uns, wie bei Wigner und Seitz (Phys. Rev. **43**, 804, 1933), die Ionen als Polyeder hoher Symmetrie vorstellen, die wir dann nur für die Rechnung durch Kugeln approximieren. Wegen der verschiedenen Größe der Ionen kämen wir aber auch so nicht zu einer lückenlosen Raumerfüllung. Im Zusammenhang damit steht, daß an den Punkten, in denen zwei ungleichartige Ionen aneinanderstoßen, die Dichte nicht stetig ist [vgl. Gleichung (4) und (3)]. Solche Grobheiten müssen wir notgedrungen in Kauf nehmen, wenn wir das Gitter als Ionengitter durch das statistische Modell beschreiben wollen; ohne solche, der Erfahrung (bzw. der Wellenmechanik) entlehnte Zusatzbedingung würde das Fermi-Modell, das ja von der Schalenstruktur des Atombaus absieht, naturgemäß zu neutralen Gitterbausteinen führen. — Schließlich ist nochmals zu betonen, daß auch der Begriff des „empirischen Ionenradius“ den Charakter einer groben Schematisierung trägt, und das Problem vorlag, eine diesem adäquate theoretische Näherung zu finden.

Fermische Modell atomarer Gebilde zu „sperrig“ ist, nicht so sehr ins Gewicht fällt; denn dieser Fehler geht bei beiden Ionenarten in gleicher Weise ein, und bei Zugrundelegung der empirischen Gitterabstände kompensiert er sich weitgehend weg.

Ein im wesentlichen rechnerischer Vorteil dieses Näherungsverfahrens, das von vornherein von den Ionen im Gitter ausgeht, liegt schließlich darin, daß wegen der engen Packung überall die Elektronendichten verhältnismäßig groß sind. Daher kommen die in l. c. I, § 3 erörterten Unzulänglichkeiten, welche dem statistischen Modell in Gebieten geringer Elektronendichte anhaften, hier gar nicht zur Auswirkung¹⁾. Wir können deshalb konsequent die Fermi-Gleichung — einschließlich der Diracschen Austauschkorrektur (l. c. III und IIIa) — unseren Rechnungen zugrunde legen und von der in l. c. I, § 3 eingeführten, etwas subtilen Verfeinerung absehen.

Berechnung der Ionenradien.

Die unseren Betrachtungen zugrunde liegende Fermi-Dirac-Gleichung ist in l. c. III und IIIa entwickelt und erörtert worden. Sie läßt sich nur numerisch lösen, und zwar ist wegen der Austauschkorrektur die Gleichung explizit von der Kernladung abhängig und deshalb muß die numerische Rechnung für jede Kernladung einzeln ausgeführt werden. Dies haben wir für die Edelgase $Z = 54$, $Z = 36$, $Z = 18$ und die ihnen benachbarten Alkalien und Halogene durchgeführt. Einzelheiten und detaillierte Ergebnisse der numerischen Rechnung haben wir unten im Anhang zusammengestellt. Weiter ist in l. c. III und IIIa der Ausdruck für die Energie als Funktion des Atom- bzw. Ionenradius angegeben. Sie müßte aus den numerisch ermittelten Ladungsverteilungen erst durch erneute Quadraturen errechnet werden. Glücklicherweise gehen aber in die Gleichung (3) nur die Ableitungen der Energie nach dem Radius ein, und diese ist, wie in l. c. IIIa, Gleichungen (4) bis (5), gezeigt wurde, unmittelbar aus den numerischen Lösungen der Fermi-Dirac-Gleichung zu entnehmen:

$$\frac{dE}{da} = -4\pi a^2 \left\{ \frac{2}{3} \kappa_K n_a^{5/3}(r) - \frac{1}{3} \kappa_A n_a^{4/3}(r) \right\}_{r=a}. \quad (4)$$

κ_K und κ_A sind zwei in die Fermi-Gleichung eingehende universelle Konstanten [l. c. III, Gleichung (1b) und (1c)], κ_A repräsentiert die Austauschkorrektur, $n_a(a)$ ist, wie oben, die von a abhängige Dichte am Ionenrand. Die in (3) eingehenden Größen lassen sich deshalb sehr bequem und vor allem mit großer Genauigkeit — unter Vermeidung von Quadraturen und graphischen Bestimmungen von Tangentenrichtungen — ermitteln, wenn nur einmal die numerischen Lösungen der Fermi-Dirac-Gleichung vorliegen.

¹⁾ Insbesondere macht sich die Schwierigkeit, daß das Fermi-Diracsche Modell keine freien negativen Ionen liefert, hier nicht geltend.

Fig. 1 enthält die so berechneten Werte von $-\frac{dE}{da}$ für die Ionen J^- , Br^- , Cl^- , Cs^+ , Rb^+ , K^+ und Na^+ . Die Daten für Na^+ haben wir den numerischen Lösungen von Slater und Krutter¹⁾ entnommen. Diese sind jedoch nicht ganz so genau, wie die im Anhang mitgeteilten Lösungen,

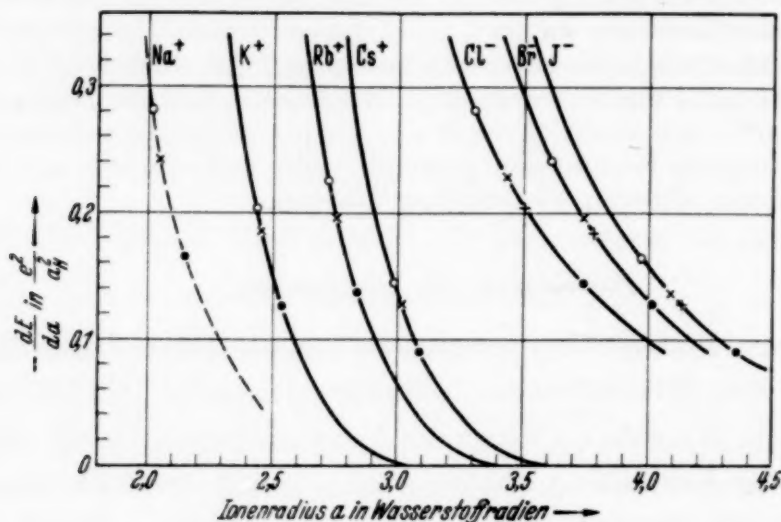


Fig. 1. Ableitung der Energie nach dem Ionenradius $\frac{dE}{da}$ für positive und negative Ionen.

Abszisse: Radius a in Wasserstoffradien a_H .

Ordinate: $-\frac{dE}{da}$ in Einheiten $\frac{e^2}{a_H^2}$.

Markiert sind die Stellen wo $\left(\frac{dE}{da}\right)_{\text{Alkali}} = \left(\frac{dE}{da}\right)_{\text{Halogen}}$ (Gleichung 3).

Auf den Alkalikurven:

- : gegen Chlor,
- ×: gegen Brom,
- : gegen Jod.

Auf den Halogenkurven:

- : gegen Natrium,
- +: gegen Kalium,
- ×: gegen Rubidium,
- : gegen Cesium.

so daß wir die numerische Unsicherheit der Kurve für Na^+ auf einige Prozente schätzen und dementsprechend auch die unter Benutzung dieser Kurve berechneten Ionenradien; die rechnerische Unsicherheit der übrigen Kurven dürfte, nach unserer Schätzung, vgl. den Anhang, 1% nicht überschreiten.

Man sucht jetzt für jedes Alkalihalogenid bei vorgegebener Radiensumme: $a_1 + a_2 = R$ die Wertepaare $\langle a_1, a_2 \rangle$ auf, bei denen die Ordinaten des zugehörigen Kurvenpaares gleich werden [Gleichung (3)]. Die so berechneten Ionenradien haben wir in Tabelle 1 zusammengestellt.

¹⁾ J. C. Slater u. E. Krutter, Phys. Rev. **47**, 559, 1935. Herrn Prof. Slater sind wir für die Zusendung numerischer Details zu Dank verpflichtet.

Tabelle 1. Theoretische Ionenradien in Å.

Alkalien.

	Cs ⁺	Rb ⁺	K ⁺	Na ⁺
Als Jodid	1,63	1,50	1,33	1,12
„ Bromid	1,59	1,46	1,29	1,07
„ Chlorid	1,58	1,44	1,29	1,06
Goldschmidts Werte .	1,65	1,49	1,33	0,98

Halogene.

	I ⁻	δ_G	Br ⁻	δ_G	Cl ⁻	δ_G
Raumzentrierte Gitter: gegen Caesium	2,31	- 0,10	2,12	- 0,10	1,97	- 0,10
Flächenzentrierte Gitter: gegen Rubidium	2,16	+ 0,03	1,98	+ 0,02	1,82	+ 0,02
„ Kalium	2,19	+ 0,01	2,00	0,00	1,85	0,00
„ Natrium	2,10	- 0,04	1,91	- 0,04	1,75	- 0,02
Schwankung	0,09	0,07	0,09	0,06	0,10	0,04
Goldschmidts Werte .	2,20		1,96		1,81	

Zum Vergleich sind in jeder Spalte unten die Goldschmidtschen Werte angegeben. Natürlich ist auch empirisch die Additivität (Konstanz der Radien) nicht streng erfüllt, als Maß für die Strenge der empirischen Relation haben wir für jedes Alkalihalogenid in den Spalten δ_G die Abweichung von der Additivität bei Goldschmidt angegeben, d. h. die Differenz der experimentellen Gitterkonstanten gegen die Goldschmidtsche Radiensumme (z. B. für RbJ: $1,49 + 2,20 - 3,66 = + 0,03$). Man erkennt, daß die Inkonstanz der theoretischen Radien die Schwankungen bei Goldschmidt nicht wesentlich übersteigt.

Zwei Punkte bedürfen noch eines Hinweises: In der Tabelle haben wir die Halogenradien, welche aus den Cs-Halogeniden berechnet wurden, getrennt gegen die übrigen. Der Sprung von 0,15 Å in den theoretischen Radien ist durchaus verständlich, weil beide Gruppen in verschiedenem Gittertypus auftreten und sich hier deutlich die Abhängigkeit der Radien vom Gittertypus ausprägt; ein ebenso großer Sprung liegt auch in den empirischen Daten vor, wie man aus den angegebenen δ_G -Werten entnimmt. — Innerhalb der Gruppe des flächenzentrierten Gitters liegt der größte Sprung in den Halogenradien beim Übergang von den K- zu den Na-Salzen, diesem darf man jedoch kein zu großes Gewicht beilegen, einmal

wegen der erwähnten Unsicherheit der Energiekurve des Na^+ , vor allem aber, weil das statistische Modell für das verhältnismäßig elektronenarme Na^+ nicht mehr sehr viel Vertrauen verdient.

Der Gang ist so, wie er zu erwarten war: Die durch das statistische Modell beschriebenen Gebilde sind um so „sperriger“, je weniger Elektronen sie enthalten (vgl. l. c. I, S. 151, l. c. II, S. 173), dementsprechend liegen die Radien für Na^+ als einzige wesentlich über den Goldschmidtschen Werten und umgekehrt wird der auf die Halogene entfallende Anteil am Gitterabstand in den Natriumhalogeniden verhältnismäßig zu klein.

Obschon also das zugrunde gelegte Modell ersichtlich sehr grob ist — und vielleicht als nicht viel mehr als heuristisch angesprochen werden kann —, zeigt die Gesamtheit der Daten doch, daß der von den Mineralogen eingeführte Brauch, den Ionen einen individuellen Radius zuzuschreiben, einer physikalischen Interpretation durchaus zugänglich ist.

Magnetische Suszeptibilitäten.

Mit der Festlegung der Ionenradien haben wir zugleich die Ladungsverteilungen gewonnen, welche nach dem statistischen Modell den Ionen im Gitter zuzuschreiben sind. Diese Verteilungen können wir nun in die bekannte Formel für die diamagnetischen Suszeptibilitäten¹⁾ der Ionen

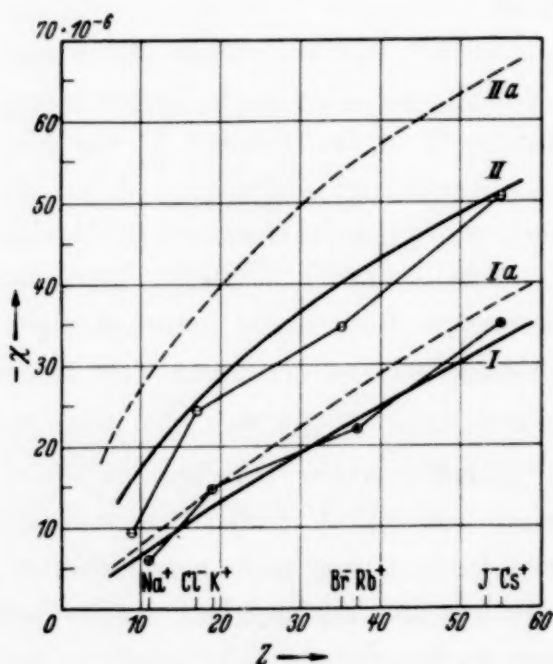


Fig. 2. Diamagnetische Suszeptibilitäten.

Abszisse: Ordnungszahl.

Ordinate: Suszeptibilität pro Mol
in 10^{-6} cm^3 .

Kurve I: Alkaliionen im Gitter, theoretisch.
⊕—⊕ (durch gerade Linien verbunden):
Alkaliionen im Gitter, experimentell.

Kurve Ia: Freie Alkaliionen, theoretisch.

Kurve II, ⊖—⊖,

Kurve IIa: entsprechend für Halogenionen.

einsetzen und diese numerisch auswerten. Wir gewinnen so direkt eine Beurteilung der Suszeptibilitäten der Ionen im Gitter und benötigen nicht

¹⁾ Vgl. z. B. l. c. I, Gleichung (19).

mehr (wie in l. c. I, § 6) eine Abschätzung, um wieviel die Suszeptibilitäten der freien Ionen beim Einbau ins Gitter herabgesetzt werden.

Die berechneten Werte sind in Fig. 2 durch eine glatte Kurve verbunden, zum Vergleich sind durch Kreuze die experimentellen Werte nach Hoare markiert, punktiert haben wir außerdem die früher berechneten (l. c. I, § 6) Suszeptibilitäten der *freien* Ionen eingezeichnet.

Die Berechnung der Suszeptibilitäten, welche sehr empfindlich von der Ladungsverteilung in den äußeren Gebieten der Ionen abhängen, kann nach dem statistischen Modell nur sehr rohe Werte geben, insbesondere ergibt sich in der Abhängigkeit von der Ordnungszahl naturgemäß ein glatter Verlauf. Feinheiten, wie die von Brindley und Hoare (l. c.) erörterte Abhängigkeit von der Zahl der Gitternachbarn lassen sich durch unser Modell noch nicht erfassen.

Anhang.

Numerische Integration der Fermi-Gleichung mit Austausch.

Die Fermische Differentialgleichung für die Ladungsverteilung lautet [l. c. III, Gleichung (4)]:

$$[V(r) - \mu] e - \frac{5}{3} \kappa_K n^{2/3} + \frac{4}{3} \kappa_A n^{1/3} = 0 \quad (5)$$

mit

$$4 \pi n e = \Delta V. \quad (5a)$$

$V(r)$ ist das von den Kernen und von den Elektronen erzeugte Potential; wegen der Konstanten κ_K , κ_A und μ vgl. l. c. III, Gleichung (1) bis (3). Zur numerischen Integration führt man zweckmäßig die Fermischen Einheiten ein, nämlich für die Länge:

$$\lambda = \frac{Z^{-1/3}}{(4\pi)^{2/3}} \frac{5}{3} \frac{\kappa_K}{e^2} = 0,885 \cdot Z^{-1/3} \cdot a_H; \quad x = \frac{r}{\lambda}, \quad x_0 = \frac{a}{\lambda} \quad (6a)$$

(Z = Kernladung; a = Atom- bzw. Ionenradius), und für das Potential schreibt man:

$$(V - \mu) e + \frac{4}{15} \frac{\kappa_A^2}{\kappa_K} = \frac{Z e^2}{\lambda} \cdot \frac{\psi(x)}{x}, \quad (6b)$$

und schließlich schreiben wir für die Konstante der Austauschkorrektur:

$$\frac{Z^{-2/3}}{(4\pi)^{1/3}} \frac{2}{3} \frac{\kappa_A}{e^2} = 0,21 \dots Z^{-2/3} = \beta. \quad (6c)$$

Mit diesen Abkürzungen nimmt die Gleichung (5) die Gestalt an:

$$\frac{1}{x} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \left(\sqrt{\frac{\psi}{x}} + \beta \right)^3. \quad (7)$$

Schließlich brauchen wir noch die Randbedingungen für ψ . Zunächst folgt aus (6b), da mit $r \rightarrow 0$ das Potential gegen Ze/r konvergiert:

$$\psi \rightarrow 1 \quad \text{für } x \rightarrow 0. \quad (8a)$$

Die Bedingung für ψ am Atom- bzw. Ionenrand folgt aus der Normierung $\int n \, d\tau = N = \text{Elektronenzahl}$: Da außerhalb des Atoms $V = (Z - N) e/r$, und da das Potential mit seiner Ableitung am Atomrand stetig ist, muß gelten:

$$\frac{dV}{dr} = - (Z - N) \frac{e}{r^2} \quad \text{für } r = a,$$

oder in die Einheiten ψ und x umgerechnet:

$$\left(\psi - x \frac{d\psi}{dx} \right)_{\text{Rand}} = \frac{Z - N}{Z}. \quad (8b)$$

Die numerische Integration geht nun so vor sich, daß man eine Reihe von Werten für die Anfangstangente $\psi'(0)$ ansetzt und dann — für kleine Werte von x durch Reihenentwicklung und für größere x -Werte nach dem üblichen numerischen Verfahren — die zu den gewählten Anfangstangenten gehörigen Lösungen von (7) verfolgt. Die Konstante β in (6c) enthält die Kernladung Z explizit, deshalb sind die Gleichung (7) und ihre Lösungen ebenfalls von Z abhängig. Wir haben für die numerische Rechnung die Werte $Z = 54, 36$ und 18 gewählt.

Da nun ψ vom Wert 1 bei $x = 0$ abfällt auf die Größenordnung 0,01 bis 0,005 bei den Werten von x_0 , die für die Anwendungen von Interesse sind, so muß die numerische Integration mit großer Sorgfalt vorgenommen werden, wenn die Endwerte von ψ noch einigermaßen genau sein sollen. Wir haben die Rechnung so durchgeführt, daß bei allen Schritten die fünfte Stelle hinter dem Komma noch richtig war, d. h. unsere Abrundungsfehler lagen immer in der sechsten Dezimale, ihr Mittel war also $2,5 \cdot 10^{-6}$. Da die numerische Rechnung von $x = 0$ ausgehend für eine bestimmte Kurve (d. h. bestimmte Anfangstangente) immer weniger als 1000 einzelne Rechenschritte erforderte bis zu den x_0 -Werten, bei denen (8b) erfüllt war, so war der zufällige Fehler der Rechnung kleiner als $\sqrt{1000} \cdot 2,5 \cdot 10^{-6} < 8 \cdot 10^{-5}$. Unsere Endwerte für ψ und ψ' sind deshalb in bezug auf zufällige Fehler sicher auf 0,0001. Gegen Schluß der Rechnung, für schon verhältnismäßig kleine Werte von ψ , hat die Gleichung (7) allerdings die Eigenschaft, daß die zufälligen Fehler sich zu akkumulieren beginnen¹⁾; dies hat, wie sich durch Proberechnungen abschätzen ließ, zur Folge, daß die Unsicherheit der Lösungen vielleicht noch um einen Faktor 2 bis 3 größer ist als nach der reinen Fehlerrechnung. Diese Unsicherheit bedingt, wie wieder numerische Proben zeigten, in der Bestimmung der x_0 -Werte, die zu vorgegebenen $\psi(x_0)$ -Werten gehören, eine Unsicherheit von weniger als 1%. Mit dieser Genauigkeit können wir daher auch die Ionenradien angeben.

Da es zuviel Raum erfordern würde, die Gesamtheit der Lösungen zu tabellieren, geben wir in den Fig. 3 einen Teil der Lösungen graphisch wieder; für $Z = 54$ und $Z = 36$ haben wir den vollen Bereich von $x = 0$ an eingezeichnet, für $Z = 18$, in größerem Maßstab, nur den unteren Teil der Kurven. Die Ordinatenskala ist pseudologarithmisch, wir haben $\log(1 + 10^2 \cdot \psi)$ linear aufgetragen, für kleine ψ ist dann der Maßstab praktisch linear, für große ψ logarithmisch; an der Achse haben wir direkt die Werte von ψ angegeben. Daß die Kurven mit steiler Anfangstangente nach unten gekrümmt sind, liegt an der logarithmischen Skala, wie aus (7) folgt, ist ψ'' immer positiv. Die Kreise \bigcirc geben die Punkte an, bei denen (8b) mit $Z = N$ erfüllt ist (neutrales

¹⁾ Vgl. V. Busch und S. Caldwell, Phys. Rev. **38**, 1898, 1931.

Atom). Die Bedeutung der Kreuze ist weiter unten angegeben. In der Tabelle 2a haben wir für einige der Kurven die Anfangstangenten $\psi'(0)$ und die zugehörigen Wertepaare $\langle x_0, \psi'(x_0) \rangle_{Z=N}$ des neutralen Atoms angegeben¹⁾.

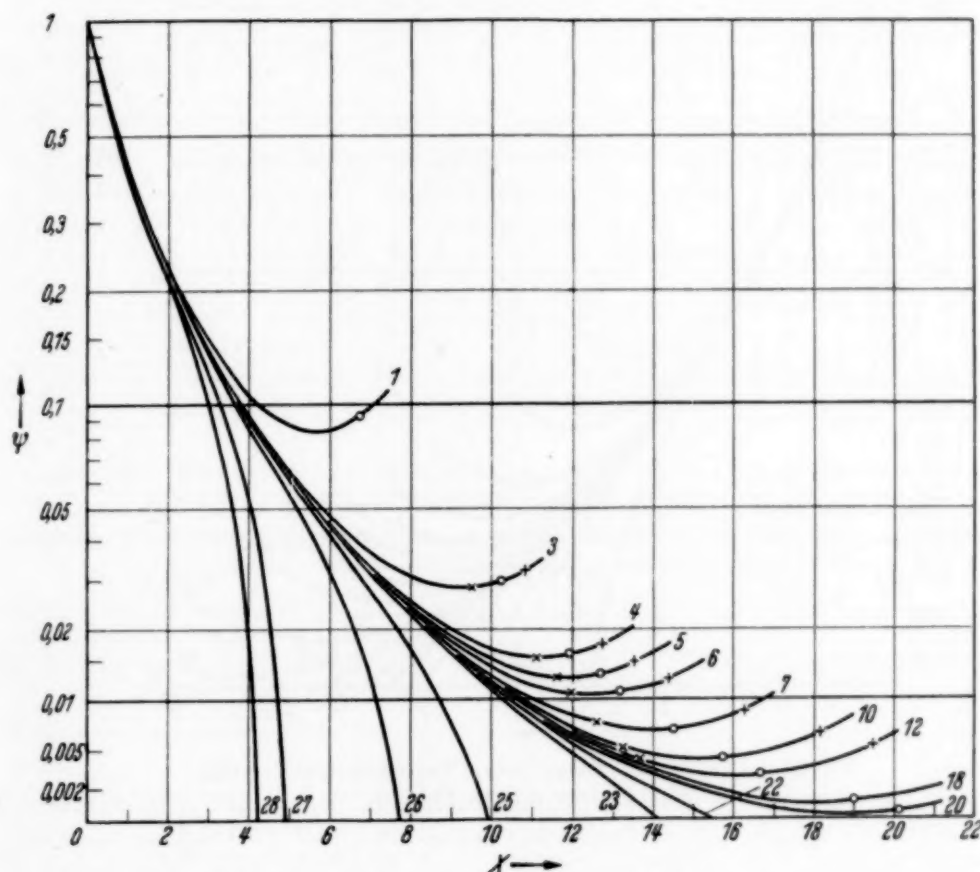


Fig. 3a. Lösung der Fermi-Dirac-Gleichung für $Z = 54$.

Ordinate ψ (Gleichung 6b). Abszisse x (Gleichung 6a).

Stellen, an denen $\psi - x\psi' = 0$ ist (Gleichung 8b), sind durch Kreise \circ markiert.

Freie Ionen. Die wichtigsten Daten, die wir aus den Kurven, welche die x -Achse schneiden, entnehmen können, sind die Radien der freien positiven Ionen. Für das freie Atom bzw. Ion ist der Radius bestimmt (l. c. IIIa) durch

die Bedingung $\frac{dE}{da} = 0$ [Gleichung (4)], die sich mit den in (6) eingeführten Abkürzungen und unter Benutzung von (7) umschreiben läßt in $\psi(x_0) = x_0 \cdot \beta^2/16$. Wir müssen also für unsere Schar von Lösungen die Schnittpunkte mit der Geraden $\psi = x \cdot \beta^2/16$ aufsuchen. Aus den zugehörigen Werten von ψ' am Schnittpunkt ergibt sich dann nach (8b) der Ladungsunterschluß gegenüber dem neutralen Atom. Für einige Lösungen haben wir die zusammengehörigen Werte in Tabelle 2b angeführt.

¹⁾ Diese Daten gestatten sofort das Druck-Dichte-Diagramm der Materie am Temperaturnullpunkt anzugeben, da die hieraus zu berechnenden Werte für dE/da [Gleichung (4)] in einfacher Beziehung zum Druck stehen. Die Ergebnisse sollen demnächst im Zusammenhang mit geophysikalischen Anwendungen in dieser Zeitschrift erscheinen.

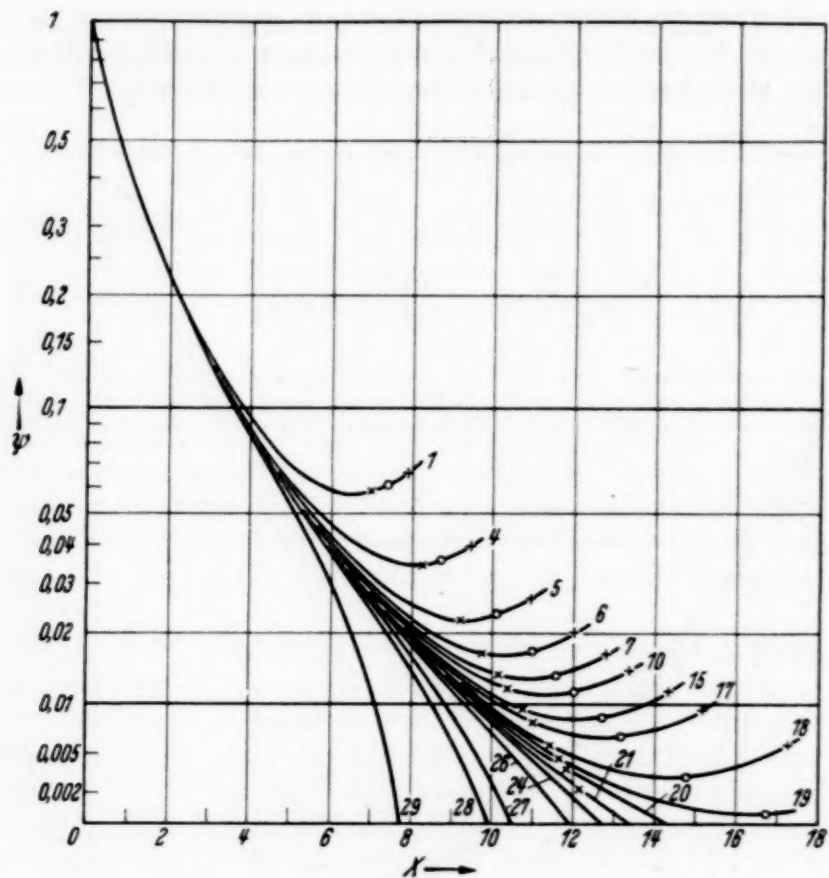


Fig. 3b. Lösung der Fermi-Dirac-Gleichung für $Z = 36$.
Koordinaten wie in Fig. 3a.

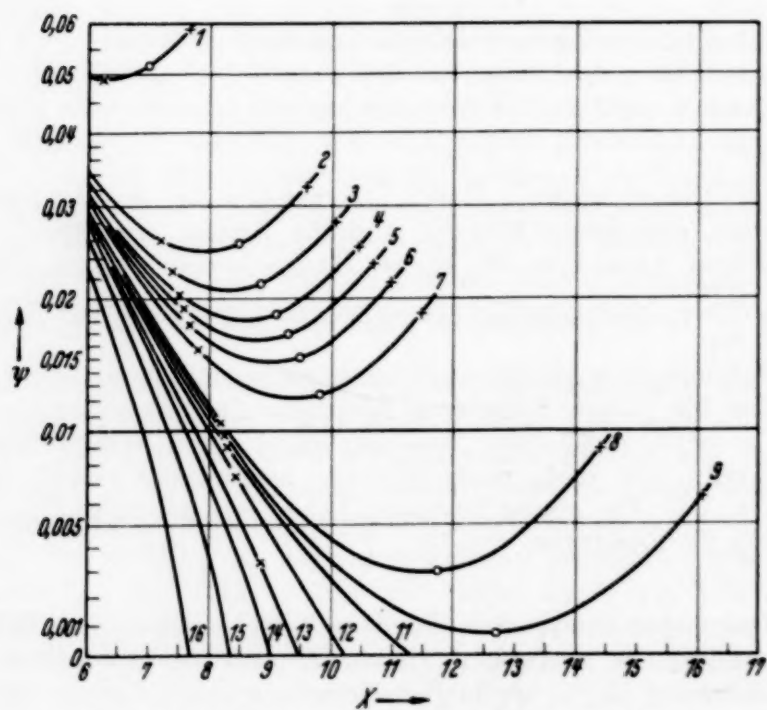


Fig. 3c. Lösung der Fermi-Dirac-Gleichung für $Z = 18$.
Koordinaten wie in Fig. 3a.

Tabelle 2a. Lösungen der Fermi-Dirac-Gleichung. Neutrales Atom (mit verschiedenen Radien).

Z = 54 (Fig. 3a)				Z = 36 (Fig. 3b)				Z = 18 (Fig. 3c)			
Nr.	$-\psi'(0)$	N = Z bei		Nr.	$-\psi'(0)$	N = Z bei		Nr.	$-\psi'(0)$	N = Z bei	
		x_0	$\psi(x_0)$			x_0	$\psi(x_0)$			x_0	$\psi(x_0)$
1	1,610	6,7	0,0923	1	1,6175	7,4	0,0607	1	1,635	7,0	0,0516
3	1,61065	10,2	0,0297	4	1,61775	8,9	0,0362	2	1,6353	8,5	0,0256
468	11,9	0,0160	580	10,1	0,0234	332	8,8	0,0214
6707	13,2	0,0109	6845	11,0	0,0169	434	9,1	0,0186
7709	14,5	0,0069	10849	12,0	0,0113	535	9,3	0,0170
107108	15,7	0,0043	15851	12,7	0,0084	636	9,5	0,0151
127116	16,7	0,0031	17853	13,2	0,0065	737	9,8	0,0125
187130	19,0	0,0008	188547	14,8	0,0031	840	11,7	0,0030
207135	20,1	0,0002	198552	16,7	0,0006	9403	12,7	0,0007

Tabelle 2b. Fermi-Dirac-Gleichung. Radien freier positiver Ionen. (Jeweils 3. Spalte: Radius; 4. Spalte: Ladungsunterschluß.)

Z = 54				Z = 36				Z = 18			
Nr.	$-\psi'(0)$	$\frac{dE}{da} = 0$ bei		Nr.	$-\psi'(0)$	$\frac{dE}{da} = 0$ bei		Nr.	$-\psi'(0)$	$\frac{dE}{da} = 0$ bei	
		x	$Z - N$			x	$Z - N$			x	$Z - N$
—	—	20,1	0	—	—	16,8	0	—	—	12,7	0
21	1,6107137	19,3	0,12	19a	1,6178553	16,4	0,07	9	1,635403	12,4	0,05
21a138	17,8	0,35	20556	14,0	0,59	10404	11,4	0,25
22140	15,4	0,98	21558	13,2	0,83	11405	10,9	0,37
23150	14,0	1,47	24561	12,5	1,07	12410	10,0	0,63
25	1,6107600	9,9	4,3	26570	11,8	1,39	13420	9,35	0,87
26	1,611	7,8	7,3	27650	10,4	2,10	14430	8,95	1,05
27	1,613	4,9	14,8	28	1,6178840	9,8	2,50	15445	8,35	1,34
28	1,615	4,2	18,2	29	1,618	7,7	4,40	16	1,635500	7,65	1,75

Die Ionisierungsspannungen lassen sich aus diesen Daten nach dem Verfahren von Hulthén¹⁾ berechnen. Für $Z = 54$ und $Z = 36$ stimmen sie praktisch überein mit den Werten, die Hulthén aus unseren damals vorliegenden, weniger genauen Lösungen der Fermi-Dirac-Gleichung berechnet hatte. Für $Z = 18$ erhalten wir die damals fehlenden Werte:

I. Ionisierungsspannung: 5,35 Volt.

II. Ionisierungsspannung: 16,5 Volt.

Diese Werte bilden eine vernünftige Fortsetzung der Hulthénschen Kurven²⁾.

Anwendungen auf das Ionengitter: Hier sind nun die Lösungen von Interesse, welche zu den positiven bzw. negativen Ionen der Elemente gehören, die den angeführten Edelgasen benachbart sind. Da die Kernladungen dabei andere sind, müßte bei strenger Rechnung die Gleichung (7) neu gelöst werden. Weil

¹⁾ L. Hulthén, ZS. f. Phys. **95**, 789, 1935. — ²⁾ L. Hulthén, l. c. Fig. 1; vgl. auch H. Jensen, l. c. I, Fig. 2.

aber Z explizit nur in die Konstante β eingeht, die durch den Austausch bedingt ist und nur ein kleines Korrektionsglied in der Fermi-Gleichung darstellt, so machen wir keine merklichen Fehler, wenn wir bei den Alkali- bzw. Halogenionen für die Berechnung von β die Kernladung des benachbarten Edelgases benutzen. Es bedeutet dies lediglich, daß wir bei den Ionen die Austauschkorrektur der Fermi-Gleichung um den von 1 wenig verschiedenen Faktor $\left(\frac{Z \pm 1}{Z}\right)$ abändern. Mit diesem kleinen Fehler können wir dann unsere numerischen Lösungen wieder direkt verwenden. In den Gleichungen (6) und (8b) müssen wir natürlich die richtigen Werte der Kernladung benutzen. Wir suchen nun in unseren Lösungsscharen beispielsweise für $Z = 54$ diejenigen Stellen auf, bei denen gemäß (8b): $\psi - x \psi' = +1/55$ bzw. $\psi - x \psi' = -1/55$ wird, um den Randwert $\psi(x_0)$ in Abhängigkeit vom Radius x_0 für das Cs^+ - bzw. J^- -Ion zu ermitteln (entsprechend für die anderen Kernladungen). Diese Stellen sind auf den gezeichneten Kurven durch liegende (\times) und stehende ($+$) Kreuze markiert. Aus den so gewonnenen Wertepaaren $\langle x_0, \psi(x_0) \rangle_{\text{Ion}}$ lassen sich nun unmittelbar nach den Gleichungen (4) bis (7) die in Fig. 1 eingetragenen Kurven für dE/da berechnen.

Hamburg, Institut für theoretische Physik, Juni 1938.

Das Vorhandensein von Natrium in der Atmosphäre auf Grund von interferometrischen Untersuchungen der *D*-Linie im Abend- und Nachthimmellicht.

Von R. Bernard in Lyon.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 23. April 1938.)

Eine kritische Untersuchung der Ergebnisse früherer Arbeiten zeigt, daß man der gelben Linie des Nachthimmellichtes eine Wellenlänge $\lambda = 5892,6 \text{ \AA}$ zuschreiben kann. Ferner zeigen bereits bekannte Beobachtungen, daß diese Linie atmosphärischen Ursprungs ist. Es wird nun eine Dämmerungsfluoreszenz-erscheinung beschrieben, die ergibt, daß die gelbe Linie eine Resonanzlinie ist. Eine interferometrische Untersuchung dieser Strahlung zeigt schließlich, daß sie von Natriumatomen erzeugt wird. Dieses Natrium befindet sich wahrscheinlich in einer dünnen Luftschicht, die ein wenig unter 60 km Höhe liegt. Da, soweit heute bekannt, im Nordlichtspektrum die *D*-Linie nicht auftritt, ist anzunehmen, daß das Natrium irdischen Ursprungs ist.

1. Die gelbe Linie des Nachthimmellichtes. Die gelbe Linie des Nachthimmellichtes wurde im Jahre 1929 zum ersten Male von Slipher¹⁾ erwähnt, der ihre Wellenlänge zu 5892 \AA bestimmte. Im Laufe der folgenden Jahre wurde sie noch von verschiedenen Forschern beobachtet, die ihr nachstehende Wellenlängen zuschrieben:

J. Dufay (1932) ²⁾	5892 Å
L. A. Sommer (1932) ³⁾	5887
J. Cabannes (1934) ⁴⁾	5888
L. Vegard und Tönsberg (1935) ⁵⁾ .	5892,6
J. Cabannes und J. Dufay (1938) ⁶⁾	5894
R. Bernard (1938) ⁷⁾	5893

Das geringe Auflösungsvermögen der benutzten Spektrographen erklärt zum größten Teil die Unterschiede in den oben angegebenen Zahlen. Allerdings fallen die Werte von Sommer (5887) und Cabannes (5888) stärker heraus und sind wahrscheinlich zu klein.

Ein näheres Studium der Sommerschen Abhandlung unterstützt diese Ansicht. Im gelbroten Spektralgebiet befindet sich nämlich die starke Linie $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ von O I, deren mit $\lambda = 6296 \text{ \AA}$ angegebene Wellenlänge um 4 \AA zu klein wäre. Die Messungen von Cabannes, die auf Platten

¹⁾ W. M. Slipher, Publ. astr. Soc. Pacific **61**, 263, 1929. — ²⁾ J. Dufay, Journ. de Phys. **4**, 221, 1933. — ³⁾ L. A. Sommer, ZS. f. Phys. **77**, 374, 1932. — ⁴⁾ J. Cabannes, Journ. de Phys. **5**, 601, 1934. — ⁵⁾ L. Vegard u. E. Tönsberg, ZS. f. Phys. **94**, 413, 1935. — ⁶⁾ J. Cabannes u. J. Dufay, C. R. **206**, 221, 1938. — ⁷⁾ R. Bernard, Ebenda S. 448.

gemacht wurden, auf denen die gelbe Linie nicht sehr scharf erscheint, sind sicher zweifelhaft. Wenn man diese zweifelhaften Werte ausschließt, ergeben die übrigen Werte als Mittelwert $\lambda = 5892,6 \text{ \AA}$.

2. *Atmosphärischer Ursprung dieser Linie.* Schon 1929 beobachtete Dufay¹⁾, daß sich die Intensität der Linie von einer Nacht zur anderen änderte; man muß deshalb annehmen, daß die Linie atmosphärischen Ursprungs ist. Einige Jahre später zeigte Garrigue²⁾, daß sie am Horizont, wo die Luftschicht dicker ist, eine größere Intensität besitzt als in der Zenitgegend.

Schließlich wurde kürzlich gezeigt, daß die Intensität der Linie während der Abend- und Morgendämmerung stark ansteigt. Alle diese Tatsachen zeigen, daß die im Nachthimmelspektrum auftretende Linie $\lambda = 5892,6 \text{ \AA}$ atmosphärischen Ursprungs ist.

3. *Erste Identifizierungsversuche.* Um den Ursprung dieser Linie zu erklären, wurden im Laufe der Zeit verschiedene Hypothesen aufgestellt. Auf Grund der überraschenden Übereinstimmung ihrer Wellenlänge $\lambda = 5892$ mit der mittleren Wellenlänge der beiden *D*-Linien nahm Dufay im Jahre 1933 an, es könne sich um eine Strahlung des im Himmelsraum befindlichen Natriums handeln und bemerkte, daß die Intensitätsänderungen, die er von einer Nacht zur anderen beobachtet hatte, auf einen atmosphärischen Ursprung der Strahlung schließen lassen.

Im Jahre 1935 griff Vegard³⁾ diese Frage von neuem auf und schloß aus der Beobachtung, daß die gelbe „Bande“, wenn auch sehr schmal, so doch ungefähr 50% breiter als die dicht dabei liegende grüne Linie ist, diese „Bande“ müsse von der ersten positiven Stickstoffgruppe herrühren (Übergang: $n' = 9$, $n'' = 5$).

In einer vor kurzem veröffentlichten Mitteilung kehren indessen Cabannes und Dufay⁴⁾ zur Natriumhypothese zurück. Indessen bleibt ihre Beweisführung, die sich auf eine neue Messung stützt, die aber ebenso wenig genau ist wie die frühere und obendrein eine Unregelmäßigkeit in der Intensität der D_1 - und D_2 -Linie einführt, welche von den interferometrischen Messungen nicht bestätigt wird, durchaus ungenügend.

4. *Der Dämmerungseffekt.* Um gewisse, das Nordlicht betreffende Fragen zu studieren, hielt ich mich im Herbst 1937 im Nordlichtobservatorium in Tromsö (Nordnorwegen) auf. Als dort das Wetter schön

¹⁾ J. Dufay, Journ. de Phys. **4**, 221, 1933. — ²⁾ C. R. **205**, 491, 1937. — ³⁾ L. Vegard u. E. Tönsberg, ZS. f. Phys. **94**, 413, 1935. — ⁴⁾ J. Cabannes u. J. Dufay, C. R. **206**, 221, 1938.

war und nicht die geringste magnetische Störung auftrat, kam ich auf die Idee, einige Spektren des Abendlichtes aufzunehmen. Der von mir benutzte Spektrograph hatte eine Öffnung $F/1$ und eine Brennweite von $F = 10$ cm. Er war unter der Leitung von Herrn Dr. A. Arnulf gebaut worden und speziell eingerichtet und korrigiert für Arbeiten im UV-Gebiet.

Wie man aus Fig. 1 sieht, gab er auch im gelben und roten Gebiet ziemlich gute Aufnahmen. Schon bei dem ersten Versuch fiel mir auf, daß bei beginnender Dämmerung eine sehr starke gelbe Linie mit der

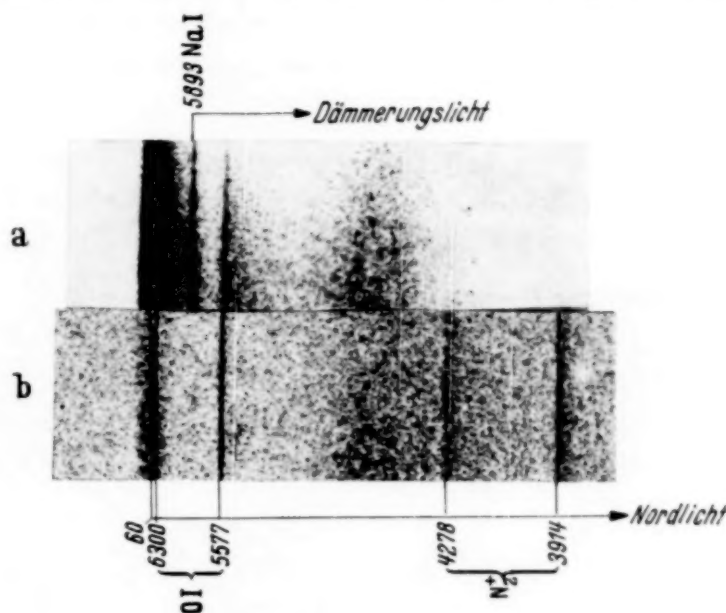


Fig. 1. Dämmerungsaufnahme.

a) Belichtungszeit von 15 Uhr 42 Min. bis 15 Uhr 47 Min. MEZ.

b) Belichtungszeit von 15 Uhr 53 Min. bis 15 Uhr 58 Min. MEZ.

Wellenlänge $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ auftrat. Dieselbe verschwand praktisch auf den unter denselben Bedingungen einige Minuten später aufgenommenen Spektren.

Sobald es das Wetter erlaubte, wurden darauf neue Experimente angestellt, die die ersten bestätigten und interessante Aufschlüsse über den Ursprung dieser Erscheinung brachten.

Um die Belichtungszeit zu verkürzen, wurden die Platten (Agfa I.S.S.) durch Baden in einer Ammoniaklösung hypersensibilisiert. Hierdurch wurde die Expositionszeit auf 2 bis 5 Minuten heruntergedrückt, so daß es möglich war, in Tromsø bei Abend- und Morgendämmerung eine Reihe von 8 bis 10 Aufnahmen zu machen und hierdurch die Zeit des Verschwindens der gelben Linie bis auf 1 Minute genau zu bestimmen.

Fig. 1 stellt zwei typische Dämmerungsspektren dar. Auf dem ersten tritt die gelbe Linie sehr stark hervor; auf dem zweiten, einige Minuten

später aufgenommenen, ist sie praktisch verschwunden. Allerdings verschwindet sie nicht ganz, sondern bleibt während der ganzen Nacht, jedoch mit einer etwa hundertmal schwächeren Intensität bestehen.

Zweifellos wird diese Linie $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ vom Sonnenlicht bei der Abenddämmerung erregt. Es ist deshalb von besonderem Interesse, die Höhe der Sonnenstrahlen über der Erdoberfläche in dem Augenblick zu kennen, wo die Fluoreszenzerscheinung aufhört; denn hierdurch wird es möglich, die obere Grenze der leuchtenden Schicht zu bestimmen. Die Rechnung ist für jeden beliebigen Visierwinkel möglich, gestaltet sich aber besonders einfach, wenn man den Spektrograph auf den Zenit richtet.

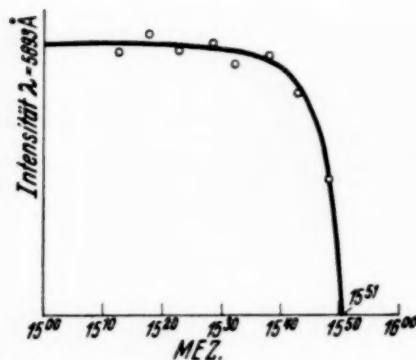


Fig. 2. Intensität der D-Linie zwischen 15 und 16 Uhr MEZ.

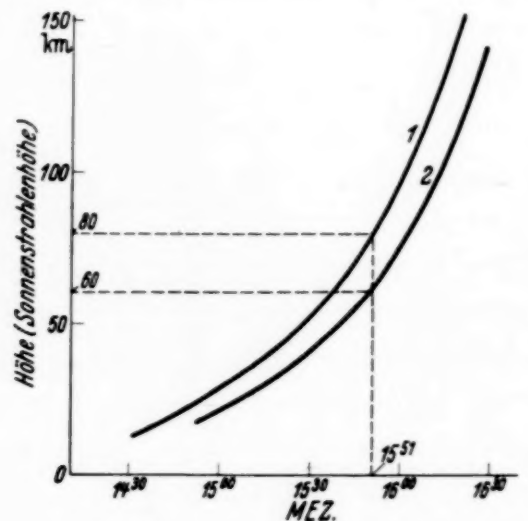


Fig. 3. Höhe der Sonnenstrahlen über der Erdoberfläche zwischen 14 Uhr 30 Min. und 16 Uhr MEZ ohne (Kurve 1) und mit (Kurve 2) Berücksichtigung der atmosphärischen Strahlenbrechung.

Acht Beobachtungsreihen (Tromsø, November 1937) erlaubten auf graphischem Wege die Zeit des Verschwindens der Linie mit genügender Sicherheit festzulegen und daraus die Höhe der leuchtenden Schicht zu errechnen (Fig. 2 und 3). Die so erhaltenen Resultate stimmen recht befriedigend überein und ergeben eine Höhe von 80 bzw. 60 km, wenn man die atmosphärische Strahlenbrechung mitberücksichtigt. Später, Ende Dezember 1937, wurde dieselbe Erscheinung auch in St. Auban (Frankreich) beobachtet, und die Auswertung von drei neuen Platten bestätigte die ersten, in Tromsø erhaltenen Resultate¹⁾.

¹⁾ J. Cabannes, J. Dufay u. J. Gauzit (C. R. **206**, 870, 1938) sind der Ansicht, daß dieser Dämmerungseffekt schon von Currie und Edward (Terrestrial magnetism and atmospheric electricity, Sept. 1936) gefunden wäre. Ich zeigte an anderer Stelle (C. R. **206**, 1137, 1938; Nat. **142**, 164, 1938), daß diese Ansicht völlig grundlos ist.

Zur Erklärung dieser Tatsachen kann man zwei Hypothesen aufstellen:

1. Die Strahlung wird durch *Photolumineszenz* erzeugt, die von der ultravioletten Sonnenstrahlung hervorgerufen wird. Da diese von dem Ozon absorbiert wird, kommen für die Erzeugung nur die Strahlen in Betracht, die nicht in die Gegend eindringen, in der sich der größte Teil des atmosphärischen Ozons befindet. Das heißt aber, daß die Höhe, die früher bei Vernachlässigung der Strahlenbrechung für die Entstehung der Strahlung angenommen wurde, noch um ungefähr 30 km zu vergrößern ist. (Die Strahlenbrechung ist zu vernachlässigen, wenn die Strahlen 30 km über der Erdoberfläche bleiben.) Die Grenze der beobachteten Lumineszenz läge also ungefähr bei 110 km.

Die Emission würde also hauptsächlich in der *E*-Schicht geschehen. Die Ionisation in dieser Schicht wird nun bekanntlich vom Sonnenlicht verursacht. Sie nimmt also bei Eintritt der Dämmerung sehr stark ab, und man kann deshalb eine wechselseitige Beziehung zwischen den beiden Erscheinungen erwarten. Um diese zu finden, wurden in Tromsö unter liebenswürdiger Mitwirkung von Herrn Dr. Harang zwei Versuche unternommen. Es zeigte sich indessen, daß beide Effekte vollkommen unabhängig sind.

2. Die Fluoreszenz wird von einer durch die gelben Strahlen verursachten *optischen Resonanz* erzeugt. Diese Strahlen können bekanntlich die Atmosphäre in der Nähe der Erdoberfläche ohne wesentliche Absorption durchdringen. In diesem Falle kann die früher für die Grenze der fluoreszierenden Schicht unter Berücksichtigung der Strahlenbrechung festgelegte Höhe beibehalten werden. Das heißt, die Grenze der fluoreszierenden Schicht liegt wirklich 60 km über der Erdoberfläche.

Wenn man sich die Tatsachen in dieser Weise überlegt und ferner die bekannte, ungefähr 5893 Å betragende Wellenlänge der gelben Linie berücksichtigt, wird man unvermeidlich zur Natriumhypothese geführt. Tatsächlich zeigt die *D*-Linie dieses Elementes die beiden Hauptcharakteristiken der Dämmerungslinie, ihre mittlere Wellenlänge 5892 Å stimmt innerhalb der Versuchsfehler mit der der Dämmerungslinie überein, und ferner ist sie die Resonanzlinie des Atoms Na I.

Der Dämmerungseffekt macht also die Existenz von Natrium in der Atmosphäre außerordentlich wahrscheinlich. Der vollständige Beweis muß aber durch genaue Messungen erbracht werden, die die Dublettstruktur der Linie zeigen. Aus diesem Grunde wurden Interferometermessungen, die seit November 1937 schon vorbereitet waren, in Lyon im Februar 1938 fortgesetzt.

5. *Interferometermessungen der Dämmerungslinie*¹⁾. Eine ähnliche Aufgabe, nämlich die Bearbeitung der grünen und der roten Nordlichtlinien, war von Vegard und Harang²⁾ in Tromsø und in Oslo einige Jahre früher gelöst worden. So konnte ich ihre wertvollen Ratschläge benutzen. Das Beobachtungsinstrument bestand aus einem Perot-Fabry-Etalon mit halbversilberten Glasplatten. Es war mit einem Objektiv großer Lichtstärke

($F/1,5$, $F = 25$ mm) verbunden, das auf der photographischen Platte ein vollkommen deutliches Bild der Ringe gab (Fig. 4).

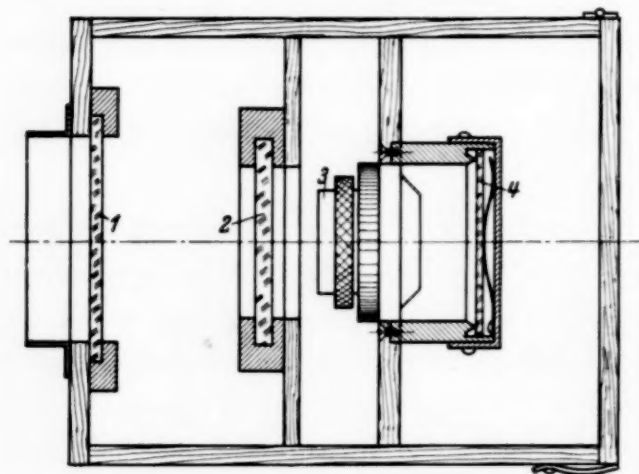


Fig. 4. Interferometer. (1) Filter, (2) Etalon, (3) Objektiv, (4) Photoplatte. Die ganze Einrichtung ist um ihre Achse drehbar.

Die gelbe Linie mußte sorgfältig von dem kontinuierlichen Untergrund getrennt werden, den das zerstreute Sonnenlicht selbst erzeugte. Ein befriedigender Erfolg wurde erzielt durch ein Filter (Erythrosin und gelb K), welches die Wellenlängen

unter 5750 \AA gänzlich absorbierte; außerdem wurden Platten verwendet, deren Empfindlichkeit ihr Maximum im Gelben hatte, dagegen im Gebiet über 6200 \AA stark abnahm (S. S. E. Lumière oder P. Cumière).

Die Messungen geschahen unter Verwendung folgender Etalons als Interferometer:

1. Eine dünne, sorgfältig gespaltene und auf beiden Seiten halbversilberte Glimmerplatte.

2. Ein gewöhnliches Etalon, dessen Luftzwischenraum abwechselnd $0,14$, $0,15$ und $0,30$ mm maß.

3. Eine $1,5$ mm dicke Quarzplatte, bei der die zur Achse senkrecht liegenden Flächen absolut eben und parallel waren.

Nach einigen erfolglosen Versuchen gaben die Etalons vollkommene Ringe, die sich genug vom Plattenschleier abhoben, um Messungen zu gestatten. Im allgemeinen dauerte die Expositionszeit 15 bis 30 Minuten. Zum Vergleich wurden auf jede Platte bei gleicher Temperatur auch die

¹⁾ R. Bernard, C. R. **206**, 928, 1938; Nature **141**, 788, 1938. —

²⁾ L. Vegard u. L. Harang, Geofysiske publikasjoner, Bd. XI, Nr. 1 und 15.

Ringe aufgedruckt, die von einer Alkoholflamme erzeugt wurden, die mit Kochsalz versetzt war.

Die ersten Beobachtungen geschahen mit der Glimmerplatte. Es zeigte sich, daß die Ringe durch die Doppelbrechung stark geändert waren. Indessen genügte es, die beiden Ringsysteme aufeinanderzulegen, um die vollkommene Analogie zwischen beiden zu erkennen.

Die Luftplattenetalons gaben später leichter zu deutende Ergebnisse. Bei einer 0,15 mm dicken Luftschicht erscheinen die Ringe verdoppelt

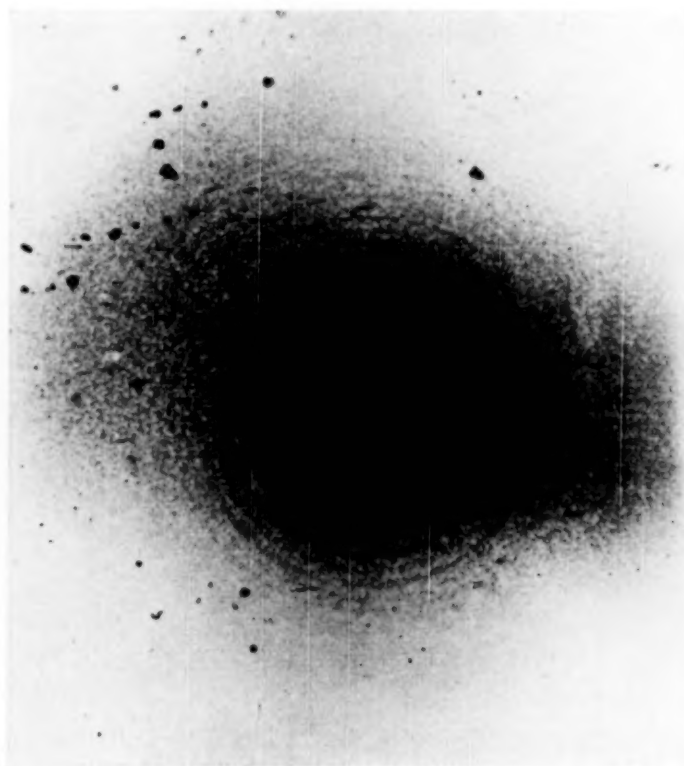


Fig. 5. Dämmerungsaufnahme mit Etalon, Dicke der Luftschicht 0,15 mm.
Man beachte: D_2 -Ringe stärker als D_1 -Ringe.

und zeigen denselben Intensitätswechsel, wie die mit der Salzflamme erzeugten Ringe. Wird der Glasplattenabstand auf 0,30 mm vergrößert, so liegen umgekehrt beide Ringsysteme in der Bildmitte genau aufeinander (Fig. 5 und 6).

Die Dämmerungslinie ist also ein Dublett, dessen beide Komponenten getrennt werden oder zusammenfallen, je nachdem man Luftschichtdicken von 0,15 oder 0,30 mm verwendet.

Rechnet man mit einer ungefähren Wellenlänge des Dubletts von $\lambda = 5893 \text{ \AA}$, so kann man aus obigem den Abstand der beiden Komponenten bestimmen und erhält als Resultat $\lambda = 6 \text{ \AA}$. Die Unmöglichkeit,

die Durchmesser der vom Zentrum weiter entfernt liegenden Ringe zu messen, läßt eine genauere Bestimmung dieses Wertes nicht zu. Die Untersuchung der mit anderen Flächenabständen (Luftdicke 0,14 mm und Quarzdicke 1,5 mm) erhaltenen Ringe schließt vollkommen die Möglichkeit eines zufälligen Zusammentreffens aus. Bei allen Etalonarten bleiben die erhaltenen Ringe denen des Natriums ähnlich.

6. *Nächtliche Interferometermessungen.* Schließlich blieb noch zu beweisen, daß die gelbe Linie des Nachthimmellichtes auch das *D*-Dublett

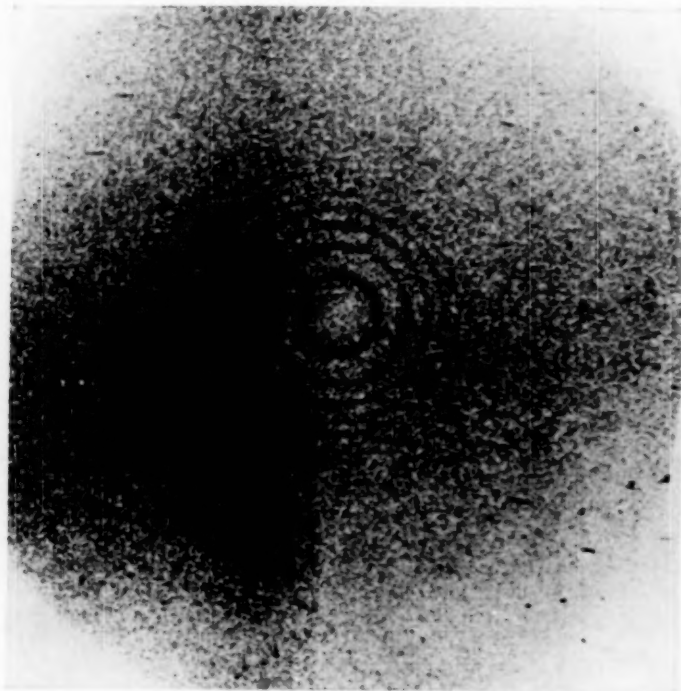


Fig. 6. Dämmerungsaufnahme mit Etalon, Dicke der Luftschicht 0,30 mm. Auf der linken Hälfte der Figur wurden die Ringe des gelben Na-Lichtes und die der Dämmerungslinie aufeinandergesetzt.

des Natriums ist¹⁾. Zu diesem Zweck wurde Anfang März in einer fast mondlosen Nacht eine Aufnahme gemacht. Die Expositionsdauer betrug 11 Stunden. Die Ringbilder sind schwach, heben sich aber noch genug vom Plattenuntergrund ab, um eine Messung mit dem Komparator zu ermöglichen und festzustellen, daß sie denen des Natriums vollkommen ähnlich sind, die vorher auf der Platte aufgenommen waren.

Mit einer Luftschichtdicke von 0,15 mm wurden die D_1 -Ringe zwischen die D_2 -Ringe geschaltet. Es war dann leicht zu sehen, daß D_2 stärker als D_1 ist. Das Verhältnis $D_2:D_1$ ist wahrscheinlich dasselbe wie bei gewöhnlichen Lichtquellen, nämlich 2:1 (Fig. 7).

¹⁾ Nach Déjardin (C. R. **206**, 930, 1938) sind auch andere Linien des neutralen Natriumatoms im Nachthimmellicht vorhanden.

Obige Ergebnisse stimmen mit denen von Cabannes, Dufay und Gauzit¹⁾ überein. Ihre ursprüngliche Anordnung bestand aus einem Zwei-Prismen-Spektrograph, um die gelbe Linie herauszusondern. Das Kameraobjektiv dieses Spektrographen besaß eine Lichtstärke von $F/1$ und eine Brennweite von 25 mm und gibt von dem Spalt ein etwa 2 mm hohes, etwas verbogenes Bild. Da die von ihnen verwendeten versilberten Platten sehr durchsichtig sind, müssen die Ringe sehr breit und kontrastarm sein, und mit diesem Beobachtungsmaterial läßt sich nur behaupten, die

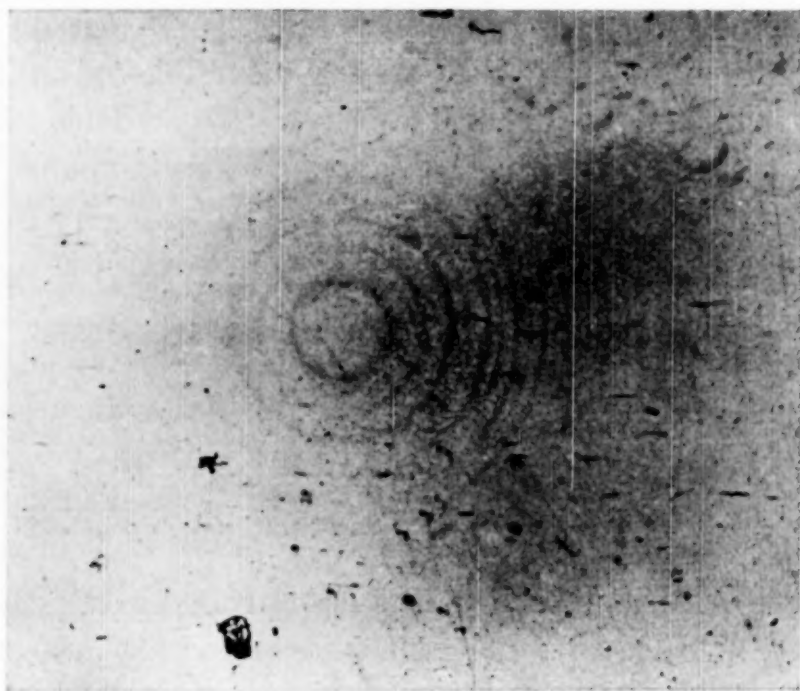


Fig. 7. Aufnahme des Nachthimmellichtes mit Etalon, Dicke der Luftschicht 0,15 mm. Belichtungszeit 11 Stunden. Man beachte die verschiedenen Intensitäten der beiden Ringsysteme.

gelbe Strahlung des Nachthimmellichtes sei eine wirkliche Spektrallinie. Dasselbe gilt auch für die Beobachtungen, die mit dieser Anordnung bei Dämmerung gemacht wurden.

Außerdem werden einige ohne Vorzerlegung gemachte Beobachtungen erwähnt. Es scheint, daß sie zu guten Erfolgen geführt haben, da die Ringe mit einer Genauigkeit von $1/100$ mm zu messen waren. Wie kommt es aber, daß die Beobachter unter diesen Bedingungen nichts von dem Wechselspiel der Intensität zwischen den D_1 - und den D_2 -Ringern erwähnt haben? Selbst auf meinen schwächsten Aufnahmen ist dieses Wechselspiel noch wahr-

¹⁾ C. R. 206, 870, 1938.

nehmbar, während andererseits nur die besten Bilder mit dem Komparator gemessen werden können.

Es ist sehr zu bedauern, daß Cabannes, Dufay und Gauzit ihren Bericht nicht, wie üblich, mit photographischen Abbildungen versehen haben. Es wäre dadurch viel leichter gewesen, ihre Beobachtungen nachzuprüfen.

7. Folgerungen aus den obigen Beobachtungen. Durch die obenerwähnten Beobachtungen ist die Existenz des gelben Dubletts $\lambda = 5896, 5890 \text{ \AA}$ des Natriums im Nachthimmellicht völlig sichergestellt. Der beschriebene Dämmerungseffekt ist einfach durch eine Resonanzerregung dieser Linie (nur mit einer unvergleichlich viel stärkeren Intensität) hervorgebracht. *Die obere Atmosphäre enthält also beständig neutrale Natriumatome.*

Über die Verteilung des Natriums können verschiedene Hypothesen gemacht werden:

1. Die Natriumatome befinden sich nicht in einer bestimmten Gegend, sondern sind in der ganzen Atmosphäre verteilt. Die Fluoreszenzschicht bei der Dämmerung ist bekanntlich bei 60 km Höhe scharf begrenzt. Infolgedessen muß man annehmen, daß die notwendigen Bedingungen zu einer Resonanzerregung allein in diesem Gebiet zu finden sind.

Diese Anschauung mag etwas seltsam vorkommen. Man beachte indessen, daß die Atmosphäre in dieser Höhe besondere Eigenschaften besitzt, der Luftdruck ist nämlich noch verhältnismäßig stark (0,1 mm), während die Temperatur ein Maximum von ungefähr 450°K^1 aufweist.

2. Das Natrium ist wirklich in einer Luftschicht eingeschlossen, deren obere Grenze ungefähr 60 km hoch liegt und deren Dicke nie größer wird als einige km. In der Tat ist das Verhältnis Intensität am Horizont zu Intensität am Zenit ($= 2$ oder 3) für die *D*-Linie bei Nacht sowie bei Dämmerung schon bekannt, was eine annähernde Schätzung der Dicke der leuchtenden Schicht ermöglicht. (Bei einer regelmäßigen Verteilung des Natriums würde man eine Schichtdicke von nur 3 km finden.)

Die zweite Auffassung bietet den Vorteil, daß sie die Begrenztheit des Dämmerungseffektes erklärt. Andererseits wird sie auch noch durch eine Untersuchung des Nordlichtspektrums bestätigt.

¹⁾ P. F. Martyn and O. O. Pulley, Proc. Roy. Soc. London (A) **154**, 455, 1936.

Nach Vegard, Harang, Tönsberg¹⁾ und meinen eigenen Beobachtungen enthält dieses Spektrum im gelbroten Gebiet eine Gruppe Banden, die vom einfach positiven Stickstoff herrühren, und deren Wellenlängen ungefähr 6130, 5990, 5890–70 Å betragen. Diese Banden entstehen gleichzeitig und auf dieselbe Weise wie die stärkeren Banden des erwähnten Systems, die bei 6550 Å liegen. Außerdem gelang es mir, das Spektrum eines sonnenbelegten Nordlichtes aufzunehmen. Während der Exposition bedeckte das Bild des Nordlichtstrahles nur die Mitte des Spektrographenspaltes, so daß man leicht sehen konnte, ob eine Linie vom Nordlicht oder vom Abendsonnenlicht herkam. So zeigt das Nordlichtspektrum die wohlbekannten Banden, während sich die Dämmerungslinie auf beiden Seiten abhebt.

Hiermit scheint bewiesen zu sein, daß das Nordlichtspektrum die Natrium-D-Linie nicht enthält. Da es höchst überraschend wäre, wenn diese Linie überhaupt nicht erregt wäre, wenn Natriumatome (wenn auch ionisiert) im Nordlichtgebiet vorhanden wären, muß man daraus schließen, daß es in der Atmosphäre oberhalb 70 km (untere Grenze der Nordlichterscheinungen) kein Natrium gibt.

8. *Woher kommt das atmosphärische Natrium?* Die Nichtanwesenheit von Natrium in der oberen Atmosphärenschicht scheint eine kosmische Herkunft auszuschließen und spricht im Gegenteil für einen irdischen Ursprung.

Wie kommt es aber, daß man dort oben Natrium findet? Und ferner, in welchem Zustand schwebt es in der Luft? Schließlich, in welchem Verhältnis steht es zu den übrigen Luftbestandteilen? Dies alles sind heute noch unlösbare Fragen, die man durch neue im Laboratorium und im Freien angestellte Versuche zu lösen bemüht sein muß.

Diese Arbeit wurde durch ein Stipendium der David Weill-Stiftung ermöglicht. Sie wurde teils im Tromsøer Nordlichtobservatorium, teils im Physikalischen Institut der Lyoner Universität durchgeführt.

Den Leitern der obenerwähnten Anstalten, Herrn Dr. L. Harang und Herrn Prof. G. Déjardin, danke ich hiermit sehr. Auch den Professoren Ch. Fabry und Ch. Maurin, Paris, sowie L. Vegard, Oslo, gilt mein herzlicher Dank für das Interesse, welches sie meiner Arbeit entgegengebracht haben.

¹⁾ L. Vegard, *Geofysiske Publikasjoner* Bd. X, Nr. 4; L. Vegard u. L. Harang, *l. c.* Bd. XI, Nr. 1 und 15; L. Vegard u. E. Tönsberg, *ZS. f. Phys.* **88**, 709, 1934.

Zusatz bei der Korrektur: Seit Beendigung dieses Artikels sind mehrere Versuche unternommen worden, die Anwesenheit des Natriums in der oberen Atmosphäre zu erklären. Cabannes, Dufay und Gauzit¹⁾ haben einen kosmischen Ursprung aus Meteoriten vermutet. Doch widerspricht diese Auffassung den bereits oben erwähnten Argumenten.

Man kann aber auch andere Hypothesen für den Ursprung des Natriums aufstellen, nämlich entweder aus dem Natriumchlorid von verdampften Meerwassertröpfchen²⁾ oder aus Vulkanstaub³⁾. Die beiden letzten Hypothesen haben den Vorteil, die bekannten Tatsachen auf einfache Weise zu erklären und mit unseren heutigen geophysikalischen Kenntnissen übereinzustimmen. Sicher werden neue Beobachtungen es bald ermöglichen, dieses Problem definitiv zu klären.

Lyon, Institut de Physique Générale, 15. April 1938.

¹⁾ C. R. **206**, 1525, 1938. — ²⁾ R. Bernard, C. R. **206**, 1669, 1938. —

³⁾ G. Déjardin u. R. Bernard, C. R. **207**, 81, 1938.

Die Diffusion des Kristallwassers.

Von **Hans Kraft** in Göttingen.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 1. Juli 1938.)

Es wird die Diffusion des Wassers in wasserhaltigen Kristallen gemessen. Sie ergibt sich als sehr klein. Aus dem Temperaturkoeffizienten der Diffusionsgeschwindigkeit wird die Aktivierungsenergie zu 6000 cal berechnet.

Bei Absorptionsmessungen an Uranylnitratkristallen, die mit schwerem Wasser gezüchtet waren, machte Duhm¹⁾ folgende Beobachtungen: Eine durch das D_2O hervorgerufene Linienverschiebung ging zurück, wenn die Kristalle nach etwa 14 Tagen nochmals untersucht wurden. Es muß also das D_2O im Kristall durch Diffusion mit dem Wasserdampf der Luft ausgetauscht worden sein. Dabei handelt es sich nicht um einen Verwitterungsprozeß, wie man gerade bei den Uranylnitraten vermuten könnte. Die Kristalle blieben absolut klar und durchsichtig. Aus diesen Beobachtungen ergab sich die Aufgabe, erstens zu untersuchen, ob andere Hydrate auch eine solche Diffusion ihres Kristallwassers zeigen und zweitens, diese Diffusion zu messen.

Methode und Versuchsanordnung. Die Untersuchungen gingen so vor sich, daß man schweres Wasser in Kristalle, die mit leichtem Wasser aufgebaut waren, hineindiffundieren ließ, und sie dann spektroskopisch auf ihren D_2O -Gehalt untersuchte.

Die Kristalle wurden unter konstanter Temperatur aus analysenreinem Salz gezüchtet. Das Wachstum wurde durch Regulierung der Verdunstungsgeschwindigkeit gehemmt, damit durch ganz langsames Wachsen möglichst einwandfreie Kristalle entstehen konnten. Die im Werden befindlichen Kristalle wurden täglich in neue Mutterlauge gelegt, weil sonst die sich stets neubildenden Keime als feiner Gries auf ihnen ankristallisierten. Außerdem wurde durch geringe Zusätze von Pektin oder Borax das Wachstum günstig beeinflußt, wodurch sich dann auch meistens die Tracht änderte. Die einwandfreien Kristalle wurden für die Untersuchung parallel zu den natürlich gewachsenen Flächen in Scheiben zersägt und geschliffen. Stücke mit Störstellen, Rissen und Sprüngen wurden von vornherein ausgeschieden.

Zur Diffusion mußten nun die Kristalle mit schwerem Wasser in Berührung gebracht werden. Das Einfachste war zunächst, daß man sie

¹⁾ B. Duhm, Göttinger Nachr. 2, 123, 1936.

in eine gesättigte D_2O -Lösung legte. Leider kann man dabei nicht die hohe Konstanz der Temperatur erreichen, die wegen der langen Diffusionszeiten, die sich über Monate erstreckten, erforderlich ist. Bereits geringe Temperaturänderungen bewirken ein Ablösen bzw. Ankristallisieren der Kristalloberfläche, und solche Störungen täuschen leicht um Größenordnungen andere Diffusionswerte vor.

Jeder einzelne Kristall befand sich deshalb in einem evakuierten und abgeschmolzenen Rohr, in dem er einer Atmosphäre von D_2O ausgesetzt war. Da diese D_2O -Atmosphäre immer so groß wie der Dampfdruck des betreffenden Kristalls sein mußte, wurde sie durch Kristalle, die mit D_2O gewachsen waren, erzeugt.

Die abgeschmolzenen Gefäße kamen zur Diffusion in Thermostaten, die die Temperatur auf etwa $1/100^\circ$ genau hielten. Um diese Konstanz über einen größeren Raum zu erreichen, wurde die Luft mit einem Motor und Rührer dauernd in Bewegung gehalten. Ein heizbarer Aufsatz hatte den Zweck, beim Öffnen des Thermostaten zur Entnahme der Kristalle keine zu großen Schwankungen zu erzeugen und außerdem beim Versagen des Rührers einen Temperaturgradienten zu vermeiden. Das Ein- und Ausschalten des Heizstromes wurde mit einem Kontaktthermometer und Relais bewerkstelligt.

Nach verschieden langen Diffusionszeiten wurden die Kristallscheiben aus den Thermostaten herausgenommen und ihre Ränder abgeschliffen, da ja auch an den Schmalseiten etwas hineindiffundieren konnte. So war nur eine Diffusionsrichtung senkrecht zur Scheibenebene vorhanden, was bei der späteren Berechnung der Diffusionskonstanten eine wesentliche Vereinfachung bedeutet.

Die so vorbereiteten Kristalle wurden in Glaspatronen mit dünnem, zertrümmerbarem Boden eingeschmolzen. Für die spektroskopische Untersuchung mußte nun das gesamte Kristallwasser in ein Entladungsrohr gebracht werden, wozu die untenstehende Apparatur (Fig. 1) erforderlich war.

Zuerst wurde der unter Hochvakuum stehende Teil *A* der Anordnung auf 500 bis 600⁰ erhitzt, um ihn von jeglichem Wasser zu befreien. Eine Drehung des Schliffes *S* ließ dann die Patrone *P* in den Ansatz *B* fallen, wo sie zertrümmert wurde. Nachdem der Hahn *H* geschlossen war, wurde in *B* dem Kristall sein gesamtes Wasser durch Erhitzen ausgetrieben und in dem Rohr *R* ausgefroren. Nun wurde das Entladungsrohr abgeschmolzen und mit einem Plangitter die H_α und D_α -Linien aufgenommen. Das Intensitätsverhältnis ergab dann den D_2O -Gehalt des Kristalls.

Da die Intensitätsunterschiede der H_α - und D_α -Linien sehr groß und deshalb photometrisch nicht zu erfassen waren, wurde der Spalt des Gitters zur Hälfte mit einem Grauglas abgedeckt. So konnte die meßbar geschwächte H_α -Linie mit der sehr schwachen D_α -Linie leicht verglichen werden.

Meßergebnisse. Nachdem schon die Vorversuche eine sehr kleine Diffusion ergaben, haben wir bei der Auswahl der zu untersuchenden Hydrate darauf geachtet, daß sie kristallwasserreich waren, daß sie in großen Stücken noch gut und klar kristallisierten und daß sie außerdem noch einigermaßen beständig waren. Leider zeigen alle Substanzen, die diese Bedingungen erfüllen, eine kleinere Diffusion als solche, die schon bei geringen Feuchtigkeitsschwankungen der umgebenden Atmosphäre um ihren Dampfdruck entweder verwittern oder zerfließen. Um diese unbeständigen Kristalle sauber zu untersuchen, wäre ein erheblicher experimenteller Aufwand erforderlich. Es ist deshalb immer noch einfacher, die geringere Diffusion der beständigen Kristalle zu messen. Es wurden untersucht: Magnesiumsulfat, Kupfersulfat, Kaliumaluminiumalaun und Uranylnitrat. Das Nächstliegende war natürlich Uranylnitrat, bei dem die ersten Beobachtungen gemacht wurden. Leider ist dieses Salz zur quantitativen Untersuchung ungeeignet, obgleich es eine verhältnismäßig große Diffusion zeigt. Die Kristalle sind so empfindlich gegen geringe Temperatur- und Feuchtigkeitsschwankungen, daß sie bei der Vorbehandlung Sprünge bekamen und deshalb für saubere Messungen unbrauchbar waren. Der Diffusionskoeffizient dürfte bei diesem Salz etwa 100mal größer sein als bei Kaliumaluminiumsulfat.

Magnesiumsulfat und Kupfersulfat zeigten nach 3 Monaten noch keine Spur einer Diffusion, obgleich sie bei Temperaturen, die nur wenige Grad unter ihrem Umwandlungspunkt liegen, untersucht wurden. Eine zuerst bei den Kupfersulfaten beobachtete Diffusion erwies sich als nicht reell, sondern war durch schlechte Kristalle vorgetäuscht worden.

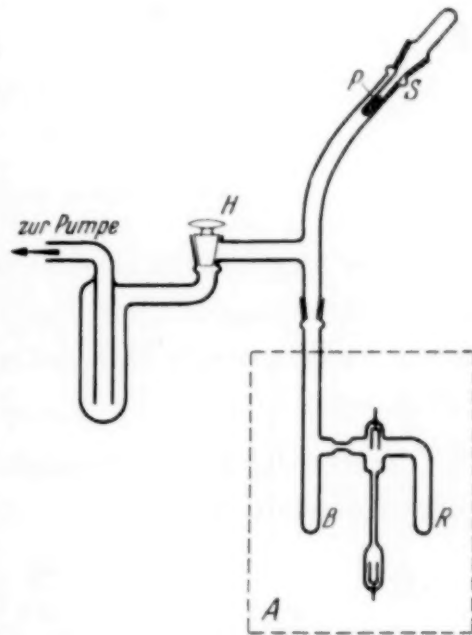


Fig. 1. Anordnung zur Austreibung des Kristallwassers.

Kaliumaluminiumalaun dagegen zeigte eine deutliche und eindeutige Diffusion. Er wurde bei 55, 65 und 75° untersucht. Sein Schmelzpunkt liegt bei 92,5°. Die beiden folgenden Kurven geben Beispiele der Meßreihen wieder.

Es wurde aufgetragen: Die pro cm² Oberfläche in den Kristall hineingegangene Menge D₂O in g in Abhängigkeit von der Zeit in Monaten.

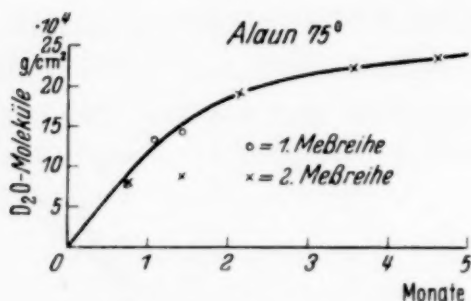


Fig. 2.

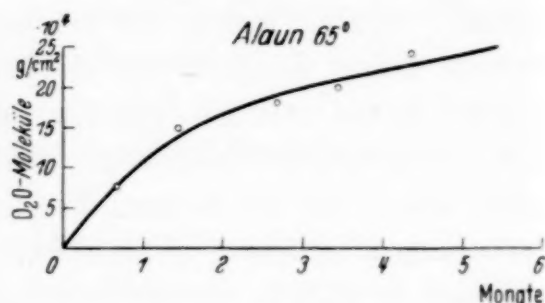
Eindiffundierte Menge D₂O als Funktion der Zeit.

Fig. 3.

Jeder Meßpunkt wurde mit einem neuen Kristall gewonnen. Da trotzdem alle Punkte innerhalb der Meßgenauigkeit auf einer vernünftigen Kurve liegen, handelt es sich nicht um eine individuelle, sondern allgemein gültige Erscheinung.

Berechnung der Diffusionskonstanten. Da wir nur eine Diffusionsrichtung haben, vereinfacht sich die allgemeine Differentialgleichung zu

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Die Anfangs- und Randbedingungen für unseren speziellen Fall sind:

$$\left. \begin{array}{ll} t = 0 & \text{für } 0 < x < d, & c_{D_2O} = 0, \\ t > 0 & \text{für } 0 > x \text{ und } x > d, & c_{D_2O} = c_0 = \text{const}, \\ t > 0 & \text{für } 0 < x < d, & c_{D_2O} = f(x), \\ t = \infty & \text{für } 0 < x < d, & c_{D_2O} = c_0. \end{array} \right\} \quad (2)$$

c_0 , die D₂O-Konzentration außerhalb des Kristalls ist gleich der Hälfte des Sättigungsdruckes des Kristalls, weil der Dampfdruck der H- und D-Kristalle im Vakuum nebeneinander praktisch gleich groß ist, was auch experimentell geprüft wurde.

Die Lösung von (1) mit den Anfangs- und Randbedingungen (2) lautet¹⁾:

$$c = c_0 - c_0 \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{D(2n+1)^2 \pi^2}{d^2} \cdot t} \cdot \sin \frac{(2n+1) \cdot \pi \cdot x}{d} \cdot \frac{1}{2n+1}. \quad (3)$$

¹⁾ Riemann-Weber, 7. Aufl., Bd. II, S. 211.

Da wir c nicht in Abhängigkeit von x für verschiedene t messen können, sondern c nur integral über den ganzen Kristall in Abhängigkeit von t messen, ist zu bilden:

$$\left. \begin{aligned} J &= \int_0^d c \cdot dx, \\ J &= \int_0^d c dx = c_0 d - c_0 \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \cdot e^{-\frac{D(2n+1)^2 \pi^2}{d^2} \cdot t} \cdot \int_0^d \sin \frac{(2n+1)\pi \cdot x}{d} \cdot dx \\ &= c_0 \cdot d - \frac{8}{\pi^2} \cdot c_0 d \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \cdot e^{-\frac{D(2n+1)^2 \pi^2}{d^2} \cdot t}. \end{aligned} \right\} (4)$$

Es sei:

$$y = \frac{D \cdot t}{d^2}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} J &= c_0 \cdot d - c_0 \cdot d \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \cdot e^{-(2n+1)^2 y}, \\ \frac{J}{c_0 \cdot d} &= 1 - \frac{8}{\pi^2} e^{-y} - \frac{1}{9} \frac{8}{\pi^2} e^{-9y} - \frac{1}{25} \frac{8}{\pi^2} \cdot e^{-25y} - \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Die folgende Kurve gibt unsere Gleichung (6) wieder.

Wir brauchen nun nur aus unseren gemessenen Diffusionskurven (Fig. 2 und 3) Werte für J zu entnehmen und aus Fig. 4 die entsprechenden y -Werte ablesen. Aus Gleichung (5) erhalten wir dann unseren Diffusionskoeffizienten.

Tabelle 1, 2 und 3 gibt dies wieder. Für Alaun ist:

$c_0 = 1,33 \cdot 10^{22}$ Moleküle D_2O
pro cm^3 für 75° .

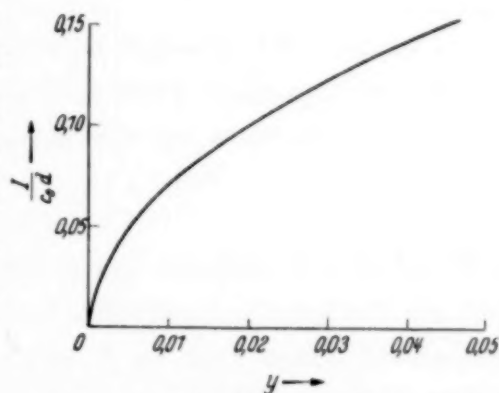


Fig. 4. Hilfskurve zur Ermittlung des Diffusionskoeffizienten.

Tabelle 1. Alaun 55° .

Nr.	$J \cdot 10^4$ in g/cm^2	$J \cdot 10^{-19}$ in Moleküle pro cm^2	d Dicke in cm	$t \cdot 10^{-6}$ Zeit in sec	$\frac{J}{c_0 d} \cdot 10^2$	aus der Kurve $\frac{J}{c_0 d} = f(y)$	$D \cdot 10^{12}$ cm^2/sec
1	3,35	1,01	0,1030	0,58	0,74	0,25	4,60
2	6,6	2,00	0,1049	1,18	1,43	0,62	5,77
3	9,3	2,82	0,1010	1,78	2,09	1,12	6,42
4	11,8	3,57	0,0990	2,58	2,71	1,72	6,50
5	13,2	4,00	0,1090	3,26	2,76	1,75	6,33

Tabelle 2. Alaun 65°.

Nr.	$J \cdot 10^4$ in g/cm ²	$J \cdot 10^{-19}$ in Moleküle pro cm ²	d Dicke in cm	$t \cdot 10^{-6}$ Zeit in sec	$\frac{J}{c_0 d} \cdot 10^2$	$\frac{y \cdot 10^3}{\frac{J}{c_0 d}} = f(y)$ aus der Kurve	$D \cdot 10^{12}$ cm ² /sec
1	7,7	2,33	0,089	1,21	1,97	1,00	6,87
2	13,7	4,15	0,092	2,59	3,39	2,40	7,83
3	19,18	5,81	0,103	4,84	4,24	3,60	7,88
4	21,0	6,36	0,093	6,22	5,14	5,25	7,30
5	22,9	6,94	0,192	7,86	2,72	1,70	7,95
6	25,5	7,72	0,187	10,0	3,10	2,13	7,43

Tabelle 3. Alaun 75°.

Nr.	$J \cdot 10^4$ in g/cm ²	$J \cdot 10^{-19}$ in Moleküle pro cm ²	d Dicke in cm	$t \cdot 10^{-6}$ Zeit in sec	$\frac{J}{c_0 d} \cdot 10^2$	$\frac{y \cdot 10^3}{\frac{J}{c_0 d}} = f(y)$ aus der Kurve	$D \cdot 10^{11}$ cm ² /sec
1	9,0	2,72	0,191	1,38	1,07	40,0	1,06
2	15,5	4,69	0,106	2,59	3,38	2,4	1,04
3	19,3	5,84	0,110	3,89	3,39	3,25	1,01
4	21,4	6,48	0,109	5,18	4,67	4,4	1,01
5	23,8	7,21	0,180	8,38	3,01	2,0	0,82

Der Diffusionskoeffizient ergibt sich also für Alaun bei 75° zu $1,0 \cdot 10^{-11}$ cm²/sec, bei 65° zu $7,5 \cdot 10^{-12}$ cm²/sec und bei 55° zu $5,9 \cdot 10^{-12}$ cm² pro sec.

Um die Aktivierungsenergie zu berechnen, d. h. die Energie, die notwendig ist, um einen Platzwechsel der Wassermoleküle im Kristall zu ermöglichen, benutzen wir die bekannte Formel

$$D = A \cdot e^{-\frac{Q}{RT}},$$

wobei A eine Konstante und Q die Aktivierungsenergie ist. Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Gleichung ist das Exponentialgesetz für unsere Diffusion. Trägt man $\log D$ gegen $1/T$ auf, so liegen die Meßpunkte in unserem kleinen Beobachtungsbereich tatsächlich gut auf einer Geraden. Danach ergibt sich Q zu etwa 6000 cal/Mol.

Diffusionen des Kristallwassers wurden bis jetzt nur an Zeolithen¹⁾ beobachtet. Dort liegen die Verhältnisse aber ganz anders, weil bei ihnen das Wasser zwar noch an geordneten Plätzen sitzt, jedoch durch andere Stoffe ersetzt werden oder ganz fehlen kann, ohne daß die Kristalle ihre Struktur verändern. Das Kristallwasser spielt also eine vom Kristall unabhängige Rolle. Die Diffusion ist daher auch sehr viel größer als in den von uns beobachteten Fällen.

¹⁾ A. Tiselius, ZS. f. phys. Chem. (A) 169, 1934.

Zusammenfassend können wir sagen, daß das Kristallwasser sehr fest an seinen Platz gebunden ist, auch dann noch, wenn man nahe an den Schmelzpunkt oder an den Umwandlungspunkt herangeht. Die Diffusion ist so klein, daß sie in absehbaren Zeiten nur durch sorgfältiges Auswählen des Versuchsmaterials und peinlichst sauberes Arbeiten gemessen werden konnte. Die von uns gefundenen Werte für den Diffusionskoeffizienten entsprechen ganz ungefähr denen, die Hevesy¹⁾ bei der Selbstdiffusion der Metalle gefunden hat.

Diese Arbeit wurde von Februar 1936 bis Dezember 1937 im Zweiten Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Joos, möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die stete Förderung sowie für die wertvollen Diskussionen ganz besonders danken. *

Göttingen, Juni 1938.

¹⁾ G. v. Hevesy, W. Seith u. A. Keil, ZS. f. Phys. **79**, 197, 1932.

Experimentelles zur Strahlenmultiplikation in den Schauern.

Von H. Geiger und Maria Heyden.

Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Juli 1938.)

Durch Zählrohr-Koinzidenzmessungen wird gezeigt, daß die mittlere Zahl der zu einem Schauer gehörenden Strahlen in erheblichem Maße von der Dicke der Bleischicht abhängt, aus der der Schauer austritt. Im einzelnen zeigen die gewonnenen Kurven, daß die Strahlenzahl im Schauer bis zu rund 3 cm Pb beträchtlich ansteigt, bei größeren Dicken aber wieder langsam abnimmt. Auch für Schauer aus Aluminium konnte ein anfängliches Anwachsen mit der Schichtdicke festgestellt werden. Auf Grund der gewonnenen Erfahrungen wird die Rossische Koinzidenzkurve erneut diskutiert. Insbesondere wird gezeigt, daß der in den ersten 1,5 cm Pb beobachtete Anstieg in der Koinzidenz-
zahl nicht auf eine Zunahme der Zahl der Schauer, sondern auf das Anwachsen der Zahl der Strahlen im Schauer zurückzuführen ist.

1. Vorbemerkung.

Wie der eine von uns¹⁾ auf dem Kernkongreß in Zürich 1936 dargelegt hat, lassen sich unsere bisherigen Erfahrungen über Schauer am einfachsten durch sukzessive Prozesse in folgender Weise deuten. „Energiereiche Quanten erzeugen bei ihrem Durchgang durch Materie Elektronenpaare, die dann ihrerseits unter Emission einer intensiven Bremsstrahlung auf kurzer Wegstrecke ihre Energie verlieren. Viele von diesen Bremsquanten sind energiereich genug, um weitere Elektronenpaare zu erzeugen, in der Hauptsache aber werden sie durch Photo- und Compton-Prozesse absorbiert.“ Anschließend haben Geiger und Zeiller²⁾ gezeigt, daß diesen Vorstellungen entsprechend die Schauer mit wachsender Dicke der Materieschicht strahlenreicher werden. Vor kurzem ist Starr³⁾ auf Grund von Wilson-Aufnahmen in einer von Bleistreifen durchsetzten Kammer zu gleichen Schlüssen gekommen.

Der Fragenkomplex ist theoretisch von Carlson und Oppenheimer⁴⁾ sowie von Bhabha und Heitler⁵⁾ untersucht worden, mit dem Ergebnis, daß die Entstehung der Schauer sehr wohl durch multiplikative Prozesse (Bremsstrahlung und Paarbildung) verstanden werden kann. Andererseits sind nach Heisenberg⁶⁾ auch explosionsartige Vorgänge denkbar, bei

¹⁾ Siehe E. Bretscher, Kernphysik, Berlin 1936, S. 119. — ²⁾ H. Geiger, u. O. Zeiller, ZS. f. Phys. **105**, 520, 1937. — ³⁾ M. A. Starr, Phys. Rev. **53**, 6, 1938; siehe auch B. Trumphy, Nature **141**, 909, 1938. — ⁴⁾ J. F. Carlson u. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **51**, 220, 1937. — ⁵⁾ H. J. Bhabha u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 432, 1937. — ⁶⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. **101**, 533, 1936.

denen das primäre Teilchen im Felde eines Atomkerns eine große Zahl verschiedenartiger Teilchen gleichzeitig auslöst. Man könnte z. B. die Hoffmannschen Stöße außer durch multiplikative Vorgänge auch durch solche Explosionsprozesse erklären.

In der vorliegenden Untersuchung haben wir uns bemüht, die Zunahme der Strahlenzahl in einem Schauer mit wachsender Bleischicht zahlenmäßig zu erfassen. Das hierbei benutzte Meßverfahren schließt sich an die früheren Messungen von Geiger und Zeiller an und wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

2. Grundlagen des Versuchs.

Es sei w_1 die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein aus der Bleischicht Pb kommender Schauer einen ionisierenden Strahl durch Zählrohr 1 hindurchschießt und es so zum Ansprechen bringt (Fig. 1). Entsprechend seien w_2 und w_3 die Wahrscheinlichkeiten, daß bei Auftreten eines Schauers Rohr 2 bzw. Rohr 3 von einem Strahl getroffen wird. Diese Treffwahrscheinlichkeiten hängen einerseits von Größe und Lage der Zählrohre, andererseits von Strahlenzahl und Strahlendivergenz im Schauer ab. Unter der Annahme, daß N Schauer pro Stunde aus dem Blei austreten und daß die Treffwahrscheinlichkeiten $w_1 w_2 w_3$ voneinander unabhängig sind, was bei geeigneten Versuchsbedingungen nahezu zutreffen wird, sind in erster Näherung pro Stunde die folgenden Koinzidenzzahlen zu erwarten:

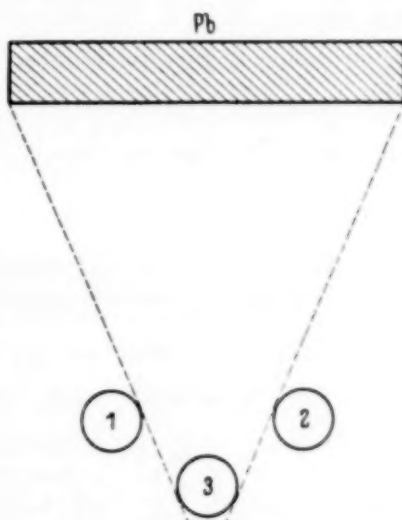


Fig. 1. Zur Erläuterung der Treffwahrscheinlichkeit.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Zweifachkoinzidenzen der Rohre 1 und 2: } N w_1 w_2 = n_2 \\ \text{Dreifachkoinzidenzen der Rohre 1, 2 und 3: } N w_1 w_2 w_3 = n_3 \end{array} \right\} \quad (1)$$

Das Verhältnis n_3/n_2 gibt also die Treffwahrscheinlichkeit w_3 . Diese ist unter sonst gleichen Bedingungen der Zahl der Strahlen proportional, die im Mittel zu einem Schauer gehören. Auf die Messung solcher Treffwahrscheinlichkeiten laufen die folgenden Versuche hinaus. Insbesondere wird festgestellt, inwieweit die Treffwahrscheinlichkeit von der Dicke der Bleischicht abhängt, aus der die Schauer kommen. Wenn im Blei, wie erwartet wurde, eine Strahlenmultiplikation vor sich geht, so mußte sich dies in einem Anwachsen der Treffwahrscheinlichkeit mit der Bleidicke widerspiegeln.

3. Meßanordnung I.

Für die Versuche selbst wurde die in Fig. 2 dargestellte Anordnung I benutzt, bei der der Nulleffekt (Koinzidenzzahl ohne Blei) wesentlich kleiner war als bei einer Anordnung nach Art der Fig. 1. Unter einer Bleischicht von $20 \times 40 \text{ cm}^2$ befanden sich fünf Zählrohre, von denen die Rohre 1 bis 4 zu einer Gruppe zusammengefaßt waren, während Rohr 5 seitlich von dieser Gruppe aufgestellt war. Kein Strahl, der aus dem Blei kam und dieses Rohr 5 durchsetzte, konnte gleichzeitig auch noch durch eines der anderen Zählrohre hindurchgehen (vgl. die punktierten Linien). Andererseits konnten Fünffachkoinzidenzen schon durch drei Schauerstrahlen und Vierfachkoinzidenzen durch zwei Schauerstrahlen ausgelöst werden.

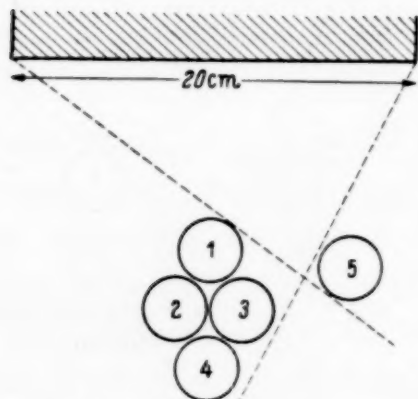


Fig. 2. Meßanordnung I.

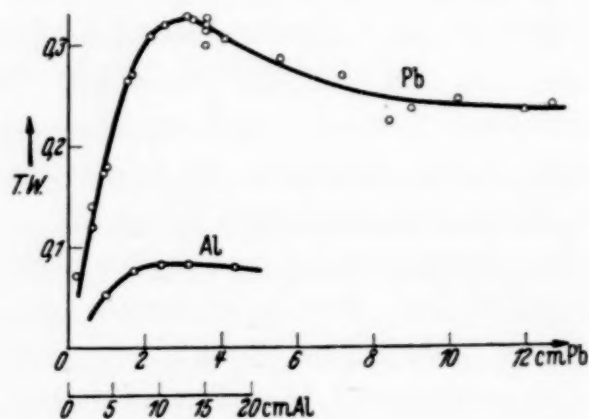


Fig. 3. Treffwahrscheinlichkeit als Funktion der Schichtdicke gemessen mit Anordnung I.

Die innen versilberten Glaszählrohre hatten eine wirksame Länge von 20 cm und einen Durchmesser von 3 cm. Sie waren mit Argon unter Alkoholzusatz bis zu einem Druck von 10 cm Hg gefüllt. Die Betriebsspannung betrug rund 1300 Volt, während der konstante Zählbereich sich über etwa 200 Volt erstreckte¹⁾. Der Verstärker gestattete die gleichzeitige Registrierung von Dreifach-, Vierfach- und Fünffachkoinzidenzen, sein Auflösungsvermögen betrug etwa 10^{-4} sec . Die ganze Apparatur befand sich in einem leichten Holzhäuschen, das auf dem Flachdach des Instituts aufgestellt war.

Für das Rohr 5 wurde die Treffwahrscheinlichkeit w_5 sowohl aus dem Verhältnis der Koinzidenzen —1—2—3—4—5— und —1—2—3—4— wie auch aus

¹⁾ Diese Zählrohre haben wir von der Firma Pressler in Leipzig bezogen; sie haben sich als sehr zuverlässig erwiesen. Vgl. hierzu auch O. Zeiller, ZS. f. Instrkde. 58, 207, 1938.

dem Verhältnis der Koinzidenzen $-1-2-3-5-$ und $-1-2-3-$ bestimmt¹⁾. Tabelle 1 zeigt diese Koinzidenzzahlen für verschiedene Bleidicken im Bereich von 0,2 bis 12 cm Blei, wobei die in der ersten Zeile eingetragenen Nulleffekte (d. h. Koinzidenzzahlen ohne Blei) bereits in Abzug gebracht sind. Die in Spalte 6 eingetragenen Registrierzeiten ermöglichen ein Urteil über die erreichte statistische Meßgenauigkeit. Schließlich geben die Spalten 7 und 8 die Treffwahrscheinlichkeiten, die für jede Bleidicke innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Nur bei den größten Bleidicken scheinen systematische Differenzen vorzuliegen.

Wir diskutieren das Meßergebnis an Hand von Fig. 3, in der die gemittelten Treffwahrscheinlichkeiten (Spalte 9) als Funktion der Bleidicke aufgetragen sind. Man ersieht, daß die Treffwahrscheinlichkeit über die beiden ersten Zentimeter Blei beträchtlich mit der Dicke anwächst, und zwar derart, daß sie sich zwischen 0,5 und 1,1 cm Pb praktisch verdoppelt. Dies ist nach unserer Meinung dahin zu verstehen, daß in dieser 0,6 cm dicken Schicht die Zahl der im Mittel bei einem Schauer austretenden Strahlen auf das Doppelte angewachsen ist. Das Maximum der Kurve ist bei etwa 3 cm Blei mit einer Treffwahrscheinlichkeit $w_5 = 0,32$ erreicht.

Tabelle 1. Treffwahrscheinlichkeiten, gemessen mit Anordnung I.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Bleidi- cke in cm	Stündliche Koinzidenzzahlen				Regi- strier- dauer in Stunden	Treffwahrscheinlichkeiten		
	-1-2-3-4-5-	-1-2-3-4-	-1-2-3-5-	-1-2-3-		-1-2-3-4-5- -1-2-3-4-	-1-2-3-5- -1-2-3-	Rundes Mittel
0,0	0,68	19,4	2,3	41,5	67,2	—	—	—
0,2	2,9	41,5	4,09	60,5	15,2	0,070	0,068	0,070
0,3	—	52,8	4,3	82,5	13,7	—	0,052	0,050
0,6	—	84,6	14,4	121,5	9,2	—	0,119	0,120
1,0	18,27	100,9	26,5	147,5	21,5	0,181	0,180	0,180
1,5	27,40	100,1	39,2	150,5	21,7	0,273	0,261	0,265
1,8	26,45	95,5	36,7	141,7	10,2	0,277	0,259	0,270
2,2	29,84	92,6	39,2	130,5	15,4	0,322	0,300	0,310
2,6	26,54	79,7	33,7	112,5	7,6	0,333	0,300	0,315
3,1	21,82	64,1	30,1	94,0	39,2	0,340	0,320	0,330
3,3	19,58	57,9	26,7	84,8	54,8	0,338	0,315	0,325
3,6	15,53	49,5	23,7	77,1	48,3	0,314	0,307	0,310
4,1	13,96	44,8	19,8	67,1	54,8	0,312	0,295	0,305
5,6	8,17	27,5	10,8	39,6	22,1	0,297	0,273	0,285
7,2	6,57	24,0	9,5	35,5	25,0	0,274	0,268	0,270
8,4	3,7	19,0	8,2	32,0	13,9	0,195	0,256	0,225
9,0	4,67	20,2	8,1	31,8	20,0	0,231	0,255	0,245
12,4	4,41	21,3	8,5	31,7	87,8	0,208	0,268	0,240

¹⁾ Zahlreiche vorbereitende Messungen sind mit Anordnung I von Herrn Dr. Zeiller ausgeführt worden. Wir haben ihm zu danken, daß er uns bei seinem Ausscheiden aus dem Institut sein Zahlenmaterial überlassen hat.

Bei dieser Dicke wird also die Neubildung von Strahlen, soweit eine solche überhaupt noch stattfindet, bereits durch Absorption kompensiert. Die Zahl der im Mittel bei einem Schauer austretenden Strahlen ist dabei nach Geiger und Zeiller¹⁾ auf rund 8 einzuschätzen. Bei größeren Bleidicken sinkt die Treffwahrscheinlichkeit auf den nahezu konstant bleibenden Wert 0,23, was einem mittleren Schauer von 6 ionisierenden Strahlen entsprechen dürfte. Die Konstanz der Treffwahrscheinlichkeit bei großen Bleidicken deutet darauf hin, daß sich dann die Qualität der Schauer (Strahlenzahl und Strahlenverteilung) nicht mehr merklich ändert (vgl. auch Ziff. 5).

4. Meßanordnung II.

Gegen das im vorausgehenden Abschnitt erzielte Ergebnis kann der Einwand erhoben werden, daß es wesentlich durch die spezielle Versuchsgeometrie bedingt ist. Insbesondere ist nicht ohne weiteres zu sagen, ob die Zunahme der Treffwahrscheinlichkeit ausschließlich auf ein Anwachsen der Strahlenzahl im Schauer zurückzuführen ist, oder ob nicht vielleicht auch eine Zunahme in der Divergenz der Strahlen eine erhebliche Rolle spielt. Es wäre beispielsweise denkbar, daß die Schauer aus dünnen Schichten als eng gebündelte Strahlenpakete austreten, während mit wachsender Schichtdicke die Divergenz der Strahlen immer mehr zunimmt. Man überlegt leicht, daß bei Anordnung I eine solche Zunahme der Divergenz sich auf die Treffwahrscheinlichkeit von Rohr 5 ebenso auswirken würde wie eine Zunahme in der Strahlenzahl. Wenn auch die Wilson-Aufnahmen dafür sprechen, daß sehr eng gebündelte Schauer so gut wie gar nicht vorkommen, so erschien es uns doch wichtig genug, durch eine entsprechende Messung festzustellen, ob die beobachtete Zunahme der Treffwahrscheinlichkeit mit der Bleidicke vielleicht doch durch eine Erhöhung der Strahlendivergenz und nicht, wie angenommen wurde, durch eine Vermehrung der Strahlenzahl verursacht wird. Die hierzu benutzte Anordnung ist aus Fig. 4 ersichtlich. Das Auftreten von Schauern wurde wieder durch die Vierfachkoinzidenzen —1—2—3—4— festgestellt, Rohr 5 lag aber jetzt nicht mehr seitlich, sondern zwischen den Rohrpaaren —1—2— und —3—4—. Es war wiederum Fürsorge getroffen, daß kein durch Rohr 5 hindurchgehender Schauerstrahl noch eines der anderen Rohre durchsetzen konnte. Bei dieser Anordnung konnte eine mit der Bleidicke zunehmende Strahlendivergenz nicht mehr zu einer Zunahme der Treffwahrscheinlichkeit von Rohr 5 führen, im Gegenteil, es wäre jetzt eine Abnahme der Treffwahrscheinlichkeit mit der Bleidicke zu erwarten gewesen. Die mit Anordnung II gemessenen Treffwahrscheinlichkeiten sind in Fig. 5 als Pb-Kurve eingetragen.

¹⁾ H. Geiger u. O. Zeiller, ZS. f. Phys. **97**, 300, 1935.

Man ersieht, daß auch jetzt wieder die Treffwahrscheinlichkeit mit der Bleidicke recht beträchtlich ansteigt, und zwar bis zu einem Maximalwert von 0,58. Daß dieser Wert so viel höher liegt als bei Anordnung I (siehe Pb-Kurve in Fig. 3) hat seinen Grund darin, daß bei Anordnung II Rohr 5 viel öfter in der Achse der Schauer liegt als bei Anordnung I. Wir ziehen

also aus den beiden Meßreihen den Schluß, daß die Zunahme der Treffwahrscheinlichkeit mit wachsender Bleidicke nicht von einer Vergrößerung

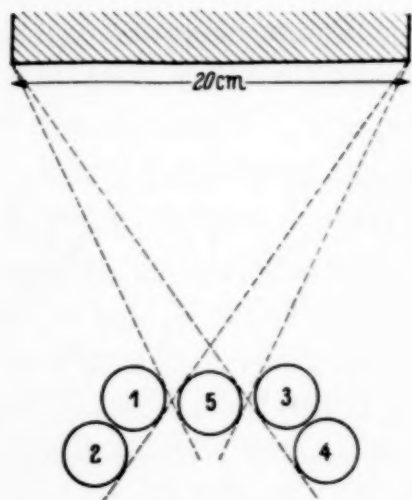


Fig. 4. Meßanordnung II.

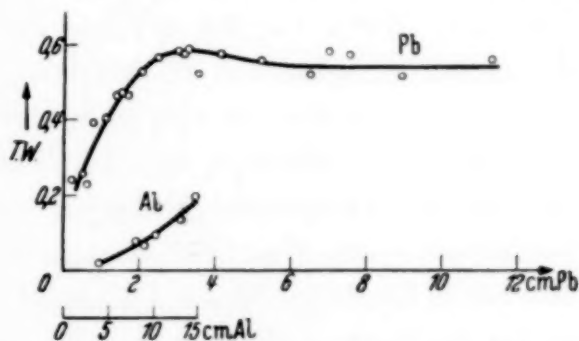


Fig. 5. Treffwahrscheinlichkeit als Funktion der Schichtdicke gemessen mit Anordnung II.

der Winkeldivergenz herrührt, sondern wesentlich dadurch bedingt ist, daß ein Schauer bei Durchgang durch Materie immer strahlenreicher wird. Es muß noch hervorgehoben werden, daß unser Meßergebnis durch den Nulleffekt (Koinzidenzzahl ohne Blei) nicht wesentlich beeinflusst wird. Es ist zwar fraglich, ob der Nulleffekt, so wie es hier geschehen ist, in voller Höhe abzuziehen ist, oder ob seine Absorption in dem Blei berücksichtigt werden muß. Es bleibt aber die Form der Kurven in Fig. 3 und 5 auch dann erhalten, wenn wir den Nulleffekt überhaupt nicht in Abzug bringen.

5. Verschiedene Folgerungen.

Von Rossi wurde zuerst festgestellt, daß bei einer Anordnung wie Fig. 1 die Zahl der Koinzidenzen mit wachsender Bleidicke bis zu etwa 1,5 cm Pb steil ansteigt, nach Überschreiten des Maximalwertes aber nur langsam abfällt. Es sind aus dem Verlauf dieser Kurve zahlreiche Schlüsse gezogen worden in der Annahme, daß die Zahl der Koinzidenzen wenigstens in erster Näherung der Zahl der aus dem Blei austretenden Schauer proportional ist. Nach den Ergebnissen von Ziff. 3 und 4 trifft dies aber nicht zu, es hängt vielmehr die Zahl der Koinzidenzen nicht allein von der Zahl der austretenden Schauer ab, sondern wird wesentlich von der mit der Bleidicke stark veränderlichen Qualität der Schauer mitbestimmt. Die Apparatur hat dadurch eine je nach der benutzten Bleidicke sehr ver-

schiedene Empfindlichkeit, die berücksichtigt werden muß. So steigt nach unseren Messungen die Wahrscheinlichkeit, daß eine Dreifachkoinzidenzapparatur einen Schauer aus Blei registriert, auf das Achtfache an, wenn die Bleidicke von 0,2 auf 1,2 cm Blei vergrößert wird.

Zur Ermittlung der Schauerzahl in Abhängigkeit von der Bleidicke hat man etwa so vorzugehen, daß man die Zahl N der aus dem Blei stündlich austretenden Schauer aus der gemessenen Fünffachkoinzidenzzahl n_5 mit Hilfe der Gleichung

$$n_5 = N w_1 w_2 w_3 w_4 w_5 \quad (2)$$

berechnet. Wenn wir die w -Werte auf Anordnung II beziehen, so kann auf Grund der bekannten Winkelabhängigkeit¹⁾ $w_1 = w_3 = 0,9 w_5$ gesetzt werden, bei w_2 und w_4 ist aber zu beachten, daß diese Wahrscheinlichkeiten insofern nicht unabhängig von den Wahrscheinlichkeiten w_1 und w_3 sind, als derselbe Schauerstrahl gleichzeitig Rohr 1 und 2 oder auch Rohr 3 und 4 durchsetzen kann. Wenn somit bei Anordnung II eine Koinzidenz —1—5—3— auftritt, so ist infolge dieser Abhängigkeit eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Auftreten einer Koinzidenz —1—2—3—4—5— vorhanden. Die Geometrie der Anordnung II war nun derart, daß rund die Hälfte der Fläche von Rohr 2 durch Rohr 1 überdeckt war, während die andere Hälfte als nichtüberdeckt gelten konnte. Für den nichtüberdeckten Teil von Rohr 2 ist die Treffwahrscheinlichkeit praktisch gleich $0,5 w_1$, für den überdeckten Teil wäre sie gleich 1 zu setzen, wenn die Schauer nur aus ionisierenden Strahlen bestünden. Da aber in jedem Schauer Photonen in erheblicher Zahl vorhanden sind, verringert sich nach Messungen von Geiger und Zeiller²⁾ die Treffwahrscheinlichkeit von 1 auf 0,7. Es ist also die Treffwahrscheinlichkeit von Rohr 2 bei Anordnung II gleich $0,5 \cdot 0,9 \cdot w_5 + 0,5 \cdot 0,7$, so daß sich N errechnet aus der Gleichung:

$$n_5 = N w_5^3 0,81 (0,45 w_5 + 0,35)^2. \quad (3)$$

Wir haben die Richtigkeit des Zahlenwertes $(0,45 w_5 + 0,35)^2$ für verschiedene Bleidicken durch Messung des Koinzidenzverhältnisses —1—2—3—4—5—/—1—3—5— unmittelbar kontrolliert und innerhalb der etwa 10%igen Fehlergrenze Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment festgestellt.

Trägt man die aus Gleichung (3) errechneten Werte von N als Funktion der Bleidicke auf, so zeigt diese Kurve nicht mehr das für die Rossi-Kurve charakteristische Maximum, sondern einen monotonen Abfall mit der Bleidicke. In Fig. 6 bedeutet A die von uns gemessene Fünffachkoinzidenz-

¹⁾ H. Geiger u. O. Zeiller, ZS. f. Phys. **105**, 517, 1937. — ²⁾ H. Geiger u. O. Zeiller, ebenda **108**, 212, 1938.

kurve, während B die daraus errechnete Kurve der Schauerzahlen darstellt. Der schon bei kleinster Bleidicke einsetzende Abfall, auf den es hier ankommt, ist nicht etwa durch die spezielle Wahl der Treffwahrscheinlichkeiten in Gleichung (3) bedingt, sondern erscheint selbst dann, wenn man in der Gleichung die größten mit den Versuchen überhaupt noch verträglichen Werte für die Treffwahrscheinlichkeiten einsetzen würde. Der Abfall ergibt sich ebenso auch aus den Messungen mit Anordnung I.

Unser Versuchsergebnis läßt sich folgendermaßen deuten: Aus der Luft fallen gebündelte und vereinzelte Schauerstrahlen auf das Blei ein. Soweit diese Schauerstrahlen energiereich sind, erfolgt eine mit wachsender Bleidicke stark zunehmende Strahlenvermehrung, so daß sich erst bei größeren Dicken (3 cm Pb und mehr) die Absorption in dem Blei bemerkbar macht. Soweit aber die Schauerstrahlen aus der Luft nur

geringe Energie besitzen, spielt die Strahlenvermehrung nur eine unerhebliche Rolle und es überwiegt die Absorption schon bei kleinen Bleidicken. So kommt es, daß sich einerseits bereits bei dünnen Schichten eine Absorption in der Zahl der Schauer bemerkbar macht, während andererseits die mittlere Zahl der Strahlen im Schauer bis zu beträchtlichen Bleidicken ein Anwachsen zeigt.

Bemerkenswert ist ferner, daß die Kurve B von etwa 6 cm Pb an bis zu der größten hier untersuchten Dicke von 11 cm praktisch horizontal verläuft. Man wird also in Übereinstimmung mit anderen Autoren¹⁾ annehmen müssen, daß die bei Bleischichten über 6 cm noch vorhandenen Schauer von der Primärstrahlung (bzw. ihrer harten Komponente) unmittelbar in Blei ausgelöst werden, während die Schauer bei dünnem Blei nur als verstärkte Luftschauer anzusprechen sind. Vielleicht handelt es sich bei den Schauern hinter 6 cm Pb und mehr um die von Bothe und Mitarbeitern²⁾ entdeckten und näher untersuchten „harten Schauer“.

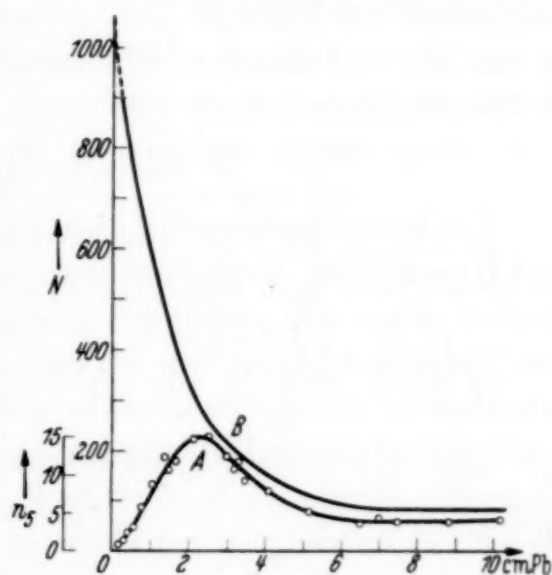


Fig. 6. Koinzidenzzahl (Kurve A) bzw. Schauerzahl (Kurve B) als Funktion der Bleidicke.

¹⁾ Siehe z. B. A. Schwegler, ZS. f. Phys. **96**, 62, 1935. — ²⁾ W. Bothe, Vortrag Zürich 1936 (siehe Bretscher, Kernphysik 1936); K. Schmeiser u. W. Bothe, Ann. d. Phys. **32**, 161, 1938.

Die Zahl der *harten* Schauer, welche pro Stunde aus der 800 cm^2 großen Bleiplatte austreten, beträgt nach Kurve *B* von Fig. 6 rund 100. Da andererseits bekannt ist, daß in Seehöhe pro Minute etwa *ein* durchdringender Primärstrahl auf 1 cm^2 einfällt, so ergibt sich, daß unter 500 Primärstrahlen, die eine dicke Bleischicht durchsetzen, nur *ein* Strahl von einem harten Schauer begleitet ist. Dagegen beträgt die Zahl der *weichen* Schauer, extrapoliert auf Bleidicke Null, etwa das Zehnfache der harten Schauer, so daß also in Luft auf je 50 Primärstrahlen ein Strahl entfällt, der sich in Blei zu einem Schauer entwickelt.

6. Messungen an Aluminium.

Wir haben Messungen an Aluminium mit den beiden Anordnungen I und II ausgeführt. Auch hier konnte, wie die in Fig. 3 und 5 eingezeichneten Kurven zeigen, ein merklicher Anstieg der Treffwahrscheinlichkeiten mit der Schichtdicke festgestellt werden. Die Treffwahrscheinlichkeiten waren allerdings bei Aluminium ungefähr dreimal kleiner als bei Blei von massenäquivalenter Dicke. Da außerdem bei den höheren Koinzidenzzahlen der Nulleffekt schon stark ins Gewicht fiel, konnte bei Aluminium lange nicht dieselbe Meßgenauigkeit erreicht werden wie bei Blei. Es hätte ferner aus geometrischen Gründen keinen Zweck gehabt, die Messungen auf große Schichtdicken auszudehnen. Wir geben in Tabelle 2 zur Orientierung einige Vergleichswerte für massenäquivalente Schichten von Al und Pb. Die Zahlen für Al sind unmittelbare Meßwerte, die Zahlen für die äquivalenten Bleischichten sind Interpolationswerte aus den gemessenen Koinzidenzkurven. Die Nulleffekte sind in beiden Fällen abgezogen. Man ersieht aus der Tabelle, daß das Verhältnis der Koinzidenzzahlen bei Aluminium und Blei je nach der Anordnung und je nach der Koinzidenzart sehr verschieden ist. Es müssen daher gegen alle diejenigen Versuche Bedenken erhoben werden, bei denen aus den Koinzidenzzahlen auf die Abhängigkeit der Schauerbildung von der Ordnungszahl geschlossen wird.

Tabelle 2. Koinzidenzzahlen bei massenäquivalenten Aluminium- und Bleischichten.

Dicke in cm	Stündliche Koinzidenzzahlen					
	bei Anordnung I				bei Anordnung II	
	-1-2-3-4-5-	-1-2-3-4-	-1-2-3-5-	-1-2-3-	-1-2-3-4-5-	-1-2-3-4-
4 cm Al	2,7	48	3,6	79	0,1	4,6
0,95 cm Pb	17,5	98	26,0	148	7,0	18,8
10 cm Al	5,2	64	8,1	99	0,6	6,7
2,4 cm Pb	28,1	84	37,3	120	15,0	27,2

7. Zusammenfassung.

Als wesentlichstes Ergebnis der vorliegenden Untersuchung wird angesehen:

1. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein aus Materie austretender Schauer ein Zählrohr zum Ansprechen bringt, wird als ein geeignetes Maß für die Strahlendichte in einem Schauer erkannt. Diese Wahrscheinlichkeit wird als Treffwahrscheinlichkeit bezeichnet.

2. Die Treffwahrscheinlichkeit wächst bei Schauern aus Blei bis zu einer Dicke von 3 cm Pb erheblich an. Von dieser Dicke an tritt die durch Paarbildung und Bremsstrahlung bedingte Strahlenvermehrung zurück gegenüber der Absorption der Strahlen in dem Blei.

3. Auch bei Aluminium als Schauerquelle wird ein Anwachsen der Strahlenzahl mit der Schichtdicke festgestellt. Allerdings sind sowohl die Treffwahrscheinlichkeiten wie die höheren Koinzidenzzahlen bei Al erheblich kleiner als bei Pb, so daß die Meßgenauigkeit bei Al hinter der bei Pb stark zurücksteht.

4. Die mit Blei gewonnenen Erfahrungen ermöglichen eine neue Beurteilung der Rossischen Koinzidenzkurve. Der anfängliche Anstieg dieser Kurve ist nämlich allein durch die Zunahme der Strahlenzahl im Schauer bedingt und nicht durch eine Zunahme der Schauerzahl selbst.

5. Man kann die Rossi-Kurve am einfachsten so verstehen, daß die aus der Luft kommenden Schauerstrahlen sich in dem Blei vermehren und zu Schauern anwachsen.

6. Bei Bleidicken über 6 cm machen sich Schauer besonderer Art bemerkbar. Sie werden unmittelbar von der Primärstrahlung ausgelöst, und zwar in solcher Zahl, daß von 500 Primärstrahlen, die eine dicke Bleischicht durchsetzen, rund einer von einem Schauer begleitet ist. Diese Schauer sind wahrscheinlich identisch mit den von Bothe und Schmeiser entdeckten harten Schauern.

Die apparativen Hilfsmittel verdanken wir zum Teil der Deutschen Forschungsgemeinschaft, zum Teil dem Stifterverband dieser Gemeinschaft. Außerdem hat M. Heyden der preußischen Akademie der Wissenschaften für finanzielle Beihilfe zu danken.

Berlin, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule, im Juni 1938.

Elektronentemperatur und Lichtanregung in Gasentladungen bei Anregung mit kurzen und ultrakurzen Wellen.*)

Von Walter Nöller aus Jena.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Juli 1938.)

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur in Hochfrequenzgasentladungen gibt es zwei Wege, einen optischen und einen elektrischen. Die bisher auf beiden Wegen ermittelten Werte widersprechen sich stark. Dieser Widerspruch wird durch rechnerische Berücksichtigung der Anregungsfunktionen und der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen geklärt. Ferner werden durch Messung der Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien die Elektronentemperaturen in Helium-Gasentladungen bei Anregung mit kurzen und ultrakurzen Wellen verglichen.

I. Einleitung.

Die Elektronen in einer Gasentladung haben keine einheitliche Geschwindigkeit. Durch Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasatomen entsteht vielmehr eine Geschwindigkeitsverteilung ähnlich der der Gasatome in einem idealen Gas. Wenn sich zeigen läßt, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ebenso wie die der Gasatome eine Maxwell'sche ist, dann hat es einen Sinn, von einer „Elektronentemperatur“ zu sprechen, die mit der mittleren Elektronengeschwindigkeit zusammenhängt durch die Beziehung

$$\frac{3}{2} k T_e = \varepsilon U$$

[k Boltzmann-Konstante, T_e Elektronentemperatur ($^{\circ}\text{K}$), ε elektrische Elementarladung in abs. Einh., $\varepsilon \cdot U$ mittlere Elektronenenergie in abs. Einh.] bzw.

$$T_e = 7733 V$$

(V mittlere Elektronengeschwindigkeit in e-Volt).

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der mittleren Elektronengeschwindigkeit in einer Gasentladung bietet die Langmuirsche Sondenmethode¹⁾. Gleichzeitig wird durch diese Methode der Beweis geführt, daß die Elektronengeschwindigkeiten tatsächlich nach Maxwell verteilt sind, und daß damit die Definition der Elektronentemperatur einen Sinn hat. Beck²⁾ hat diese Methode zur Anwendung auf Hochfrequenzgasentladungen ver-

*) D 27.

¹⁾ R. Seeliger, Physik der Gasentladungen, Leipzig, 1934, S. 89 ff. —

²⁾ H. Beck, ZS. f. Phys. **97**, 355, 1935.

bessert. Er findet: I. Die Elektronengeschwindigkeitsverteilung ist auch in der Hochfrequenzentladung eine Maxwell-Verteilung. II. Die Elektronentemperatur in einer Hochfrequenzentladung ist bei sonst gleichen Bedingungen gleich der Elektronentemperatur in der positiven Säule einer Gleichstromentladung. III. Die mittleren Elektronengeschwindigkeiten ergeben sich weit geringer als die Ionisierungsspannung des verwendeten Gases.

Da durch die Einführung einer Sonde in die Gasentladung diese u. U. gestört wird, und da bei Hochfrequenzgasentladungen und besonders bei den hier ferner noch interessierenden Ultrakurzwellenentladungen kapazitive Störungen durch den Sondenkreis auftreten, ist man bemüht, die Elektronentemperatur noch auf einem weiteren Weg zu bestimmen. Dieser Weg ist ein optischer. Man mißt die Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien und bestimmt mittels der Anregungsfunktionen eine Elektronengeschwindigkeit, die dasselbe Intensitätsverhältnis ergeben würde. Die so erhaltene Elektronengeschwindigkeit sieht man als mittlere Geschwindigkeit an. Brasefield¹⁾ und Matuyama²⁾ finden auf diesem Wege bei Hochfrequenzentladungen mittlere Elektronengeschwindigkeiten weit oberhalb der Anregungsspannung des verwendeten Gases. Dies steht in auffälligem Widerspruch zu den oben erwähnten Ergebnissen der Sondenmethode. Diesen Widerspruch aufzuklären ist ein Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Das zweite Ziel ist, mittels dieser optischen Methode einen Überblick über die Elektronentemperaturen von Ultrakurzwellenentladungen zu erhalten.

II. Berechnung der Intensitätsverhältnisse der Heliumlinien.

Da sich herausgestellt hat, daß der erwähnte Widerspruch bedingt ist durch einen Fehler in der Auswertung der optischen Messungen, so muß diese Methode genauer beschrieben werden.

Vermöge der Anregungsfunktion gehört zu jeder einheitlichen Elektronengeschwindigkeit eine bestimmte Intensität der durch Elektronenstoß angeregten Spektrallinie. Bildet man den Quotienten der Anregungsfunktionen zweier Spektrallinien, so erhält man die Intensitätsverhältnisse dieser Linien als Funktion der Elektronengeschwindigkeit. Nimmt man nun zur Vereinfachung an, daß in einer Gasentladung die Elektronen keine Geschwindigkeitsverteilung haben, sondern alle einheitlich die mittlere Geschwindigkeit besitzen, so kann man rückwärts aus dem gemessenen

¹⁾ Ch. J. Brasefield, Phys. Rev. **35**, 92, 1930. — ²⁾ E. Matuyama, Rep. Sendai **21**, 928, 1932.

Intensitätsverhältnis der Linien auf die Elektronengeschwindigkeit schließen. Diese Vereinfachung trägt, wie im folgenden gezeigt wird, die Schuld, daß die bisherigen Resultate der optischen Messungen nicht mit denen der elektrischen übereinstimmen. Es soll nun das Intensitätsverhältnis zweier Linien theoretisch berechnet werden.

Die Intensität einer Linie ist gegeben durch

$$I = \int_{V_a}^{\infty} A F(V) dz,$$

worin $AF(V)$ die Anregungsfunktion, dz die Zahl der Stöße pro Zeiteinheit zwischen Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen V und $V + dV$ e-Volt und Atomen, V_a Anregungsspannung bedeuten.

Die Zahl der Zusammenstöße ist

$$dz = \frac{c}{\lambda_e} dn,$$

wo c die Geschwindigkeit des Elektrons, λ_e die mittlere freie Weglänge der Elektronen, dn die Zahl der Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen V und $V + dV$ sind.

dn ergibt sich durch einfache Umformung der für Gasatome geltenden Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilungsfunktion zu

$$dn = c(T, n) V e^{-\frac{bV}{T}} dV,$$

$c(T, n)$ enthält die Konstanten, die Elektronentemperatur und den Strom, $b = 1,1597 \cdot 10^4$, T Elektronentemperatur in $^{\circ}\text{K}$.

Durch Einsetzen ergibt sich für die Intensität:

$$I_{\lambda} = C(T, n) \int_{V_a}^{\infty} A F(\lambda, V) V e^{-\frac{bV}{T}} dV.$$

Für zwei Linien, die zur gleichen Zeit an derselben Stelle des Entladungsgefäßes emittiert werden, ist das Intensitätsverhältnis

$$j\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) = \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{\int_{V_{a_1}}^{\infty} A F(\lambda_1, n) V e^{-\frac{bV}{T}} dV}{\int_{V_{a_2}}^{\infty} A F(\lambda_2, n) V e^{-\frac{bV}{T}} dV}.$$

Diese Formel ergibt nun den Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur und Intensitätsverhältnis zweier Linien. Eine Auflösung dieser Gleichung nach der Temperatur stößt aber auf erhebliche Schwierigkeiten.

Deshalb müssen wir umgekehrt aus den elektrisch meßbaren Temperaturen die Intensitätsverhältnisse der Linien berechnen und mit den gemessenen vergleichen.

Da in dieser Arbeit keine Sondenmessungen vorgenommen wurden, wurde die Elektronentemperatur nach der von Engel und Steenbeck¹⁾ angegebenen Formel berechnet:

$$\frac{1}{V_x} e^x = 1,16 \cdot 10^7 c^2 p^2 R^2,$$

$$x = \frac{\varepsilon V_j}{k T},$$

c von der Gasart abhängige Konstante, $c_{\text{He}} = 3,9 \cdot 10^{-3}$, V_j Ionisierungsspannung (Volt), $V_{j\text{He}} = 24,5$ Volt, p Gasdruck (mm Hg), R Radius des Entladungsgefäßes (cm),

ε elektrische Elementarladung, k Boltzmann-Konstante, T Elektronentemperatur ($^\circ\text{K}$).

Diese Formel ist zunächst für die positive Säule einer Gleichstromentladung aufgestellt. Wir dürfen sie aber auch auf die Hochfrequenzentladung anwenden, da die Untersuchungen von Beck²⁾ gezeigt haben, daß die Elektronentemperatur in der positiven Säule und in der Hochfrequenzentladung übereinstimmen.

In der Fig. 1 finden wir als Beispiel die Anregungsfunktionen der Heliumlinien 4121 und 4144 eingezeichnet, sowie die „Stoßfunktion“

$Y(V) = V e^{-\frac{bV}{T}}$, für die bei den erwähnten Versuchen vorliegenden Bedingungen. Von der Funktion $Y(V)$ ist allerdings nur der Verlauf oberhalb der Anregungsspannung von He angegeben, denn der Teil der Kurve bei niedrigen Voltgeschwindigkeiten ist belanglos, da er zu dem gesuchten Ausdruck nichts beiträgt.

Um zunächst einen qualitativen Überblick zu bekommen, machen wir uns die Tatsache zunutze, daß die Funktion $Y(V)$ oberhalb der An-

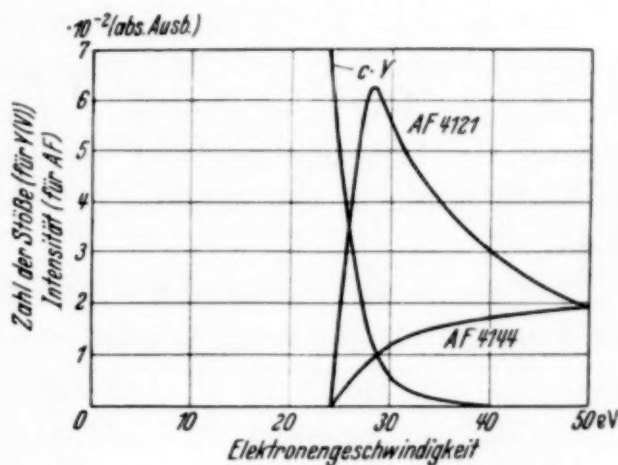


Fig. 1. Anregungsfunktion AF und Stoßfunktion $Y(V)$.

¹⁾ A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, Berlin, 1934, Bd. II, § 35, S. 85. — ²⁾ H. Beck, l. c.

regungsspannung so stark abfällt, daß die Lichtanregung in der Hauptsache gegeben ist durch die Elektronen mit Geschwindigkeiten dicht über der Anregungsspannung. In diesem Gebiet können wir die Anregungsfunktion näherungsweise durch eine Gerade $AF = a(V - V_a)$ ersetzen. Wenn man ferner berücksichtigt, daß die Unterschiede der Anregungsspannungen der verschiedenen Linien gegenüber der Anregungsspannung selbst sehr klein sind, so daß man für alle Linien dieselbe Anregungsspannung einsetzen kann, dann gibt eine kurze Rechnung

$$j\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) = \frac{a_1}{a_2}.$$

In erster Näherung muß also das Intensitätsverhältnis unabhängig von der Elektronentemperatur sein.

Eine genauere Berechnung des Intensitätsverhältnisses läßt sich nicht analytisch durchführen, denn die Anregungsfunktionen sind nicht analytisch gegeben. Man muß zu numerischen Verfahren greifen. Man liest aus den Kurven der Anregungsfunktionen die Ordinaten für bestimmte Voltgeschwindigkeiten ab und berechnet die Integrale nach der Simpsonschen Regel.

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen berechnet man für ein Entladungsgefäß nach Fig. 2 mit einer He-Füllung von

$$6 \text{ mm Hg Druck } T_1 = 26400^\circ \text{ K} = 3,4 \text{ e-Volt,} \quad (1)$$

$$0,8 \text{ mm Hg Druck } T_2 = 43900^\circ \text{ K} = 5,7 \text{ e-Volt.} \quad (2)$$

Die Anregungsfunktionen wurden einer Arbeit von Thieme¹⁾ entnommen. An diesen Kurven wurden die Werte der Anregungsfunktionen für die durch 4 teilbaren Voltgeschwindigkeiten abgelesen, zwecks Ausgleichung der hierbei entstehenden Ablesefehler nach Sanden²⁾ geglättet und schließlich, da sich das Intervall von 4 Volt als noch zu groß erwies, von 1 zu 1 Volt parabolisch interpoliert. In dem kleinen Bereich von der Anregungsspannung bis zum nächst höheren ganzzahligen Voltwert ersetzt man die Anregungsfunktion durch eine Gerade und kann dann integrieren. Eine einfache Fehlerabschätzung zeigt, daß es ausreichend ist, die numerische Integration für

$$T_1 = 26400^\circ \text{ K bei 44 Volt}$$

und für

$$T_2 = 43900^\circ \text{ K bei 54 Volt}$$

abzubrechen, und das restliche Integrationsintervall zu vernachlässigen.

¹⁾ O. Thieme, ZS. f. Phys. **78**, 412, 1932. — ²⁾ H. v. Sanden, Mathematisches Praktikum, Leipzig, 1927, S. 89.

Wie ein Vergleich zwischen den berechneten und den tatsächlich gemessenen Werten, der am Ende von Teil III durchgeführt wird, zeigt, stimmen diese gut überein. In den dort gegebenen Tabellen sind ferner unter V die nach Brasfield bzw. Matuyama ermittelten Voltgeschwindigkeiten angegeben, die auch hier weit über den Anregungsspannungen liegen. Man sieht also, daß bei Vernachlässigung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen die optische Methode viel zu hohe Werte für die mittlere Elektronengeschwindigkeit ergibt, während man bei Berücksichtigung sowohl der Geschwindigkeitsverteilung als auch der Anregungsfunktionen übereinstimmende Werte erhält.

Für die noch bestehenden Abweichungen kann man eine nicht genügend genaue Kenntnis der Anregungsfunktionen in einem Bereich einiger Volt oberhalb der Anregungsspannung verantwortlich machen¹⁾.

III. Messung der Intensitätsverhältnisse und Vergleich zwischen Kurzwellen- und Ultrakurzwellenentladung.

Die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse der Heliumlinien wurde durchgeführt für kurze Wellen von $\approx 4 \cdot 10^6$ Hz und Ultrakurzwellen von $\approx 10^9$ Hz. Die Kurzwellen wurden mittels einer RS 18 in Dreipunktschaltung erzeugt, die Ultrakurzwellen durch ein Vierschlitzmagnetron.

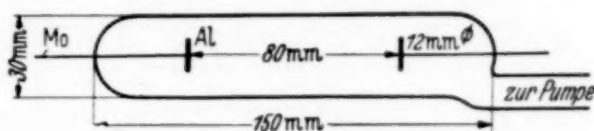


Fig. 2. Maße des Entladungsgefäßes.

Die Entladungsgefäße hatten die in Fig. 2 gezeigte

Größe und waren aus Jenaer Geräteglas. Als Elektrodenmaterial diente Al und wegen noch geringerer Zerstäubung Ta.

Die optischen Untersuchungen wurden durchgeführt mit einem Hilger-Spektrographen (durchschnittliche Dispersion 50 \AA/mm , Öffnung 1:9). Als Aufnahmematerial wurden Perutz-Peromnia- und Eisenberger panchromatische Platten verwendet. Die Intensitätsmarken auf den Platten wurden durch eine Hansensche Stufenblendenanordnung aufgedruckt und die Ausmessung der Schwärzungen mittels eines Zeiss-Registrierphotometers durchgeführt. Der Vergleich der Intensitäten wurde an folgenden Linienpaaren vorgenommen:

$$\begin{aligned} 4144 : 4121 & \quad (2^1P_1 - 6^1D_2) : (2^3P_1 - 5^3S_1), \\ 5015 : 4922 & \quad (2^1S_0 - 3^1P_1) : (2^1P_1 - 4^1D_2), \\ 5015 : 5047 & \quad (2^1S_0 - 3^1P_1) : (2^1P_1 - 4^1S_0). \end{aligned}$$

¹⁾ In der Originalarbeit näher ausgeführt.

Diese Paare wurden ausgewählt, weil sich so wegen ihrer Nachbarschaft bezüglich der Wellenlängen eine Berücksichtigung der Farbenempfindlichkeit der Platten erübrigte.

Bei Betrachtung mit bloßem Auge sieht man die in Fig. 3 und 4 dargestellten Formen und Farben der Entladung. Während sich bei kurzen Wellen eine Druckabhängigkeit zeigt, ist die Art der Entladung bei ultra-

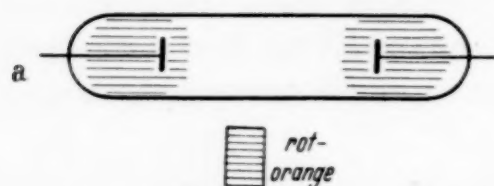


Fig. 3. Entladungsform bei 10^9 Hz.

kurzen Wellen über den ganzen untersuchten Druckbereich hin von 7 bis 0,5 mm einheitlich. Oberhalb und unterhalb dieser Grenzen konnte mit den vorhandenen Mitteln keine Entladung aufrechterhalten werden.

Die Aufnahmen wurden systematisch über die ganze Länge des Entladungsgefäßes hin erstreckt. Es zeigte sich, daß in den visuell einheitlichen Gebieten auch spektroskopisch einheitliche Verhältnisse herrschen.

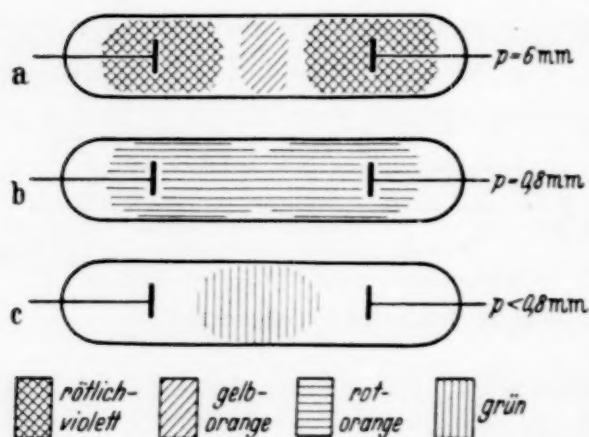


Fig. 4. Entladungsformen bei $4 \cdot 10^6$ Hz.

Um einen Vergleich der Kurzwellen- mit der Ultrakurzwellenentladung zu ermöglichen, wurden die beiden Entladungen mittels einer Photozellenanordnung auf gleiche Helligkeit eingestellt, da elektrische Meßmethoden für derartig kurze Wellen noch nicht existieren. Man kann annehmen, daß dann in beiden Entladungen etwa gleiche Energien umgesetzt werden.

In den Tabellen 1 und 2 sind die Ergebnisse der Messungen zusammengestellt. Am Anfang jeder Zeile stehen die Wellenlängen der Linien, deren Intensitätsverhältnisse gemessen wurden. Ferner gibt es jedesmal drei Hauptspalten: I. Kurzwellenentladung, $4 \cdot 10^6$ Hz, II. Ultrakurzwellenentladung, 10^9 Hz, III. die auf dem im Teil II beschriebenen Wege berechneten Werte j . In der Tabelle 1 ist die Spalte I. unterteilt, unter „Rand“ sind die Messungen in dem violetten Leuchten um die Elektroden herum angegeben und unter „Mitte“ die in dem orangefarbenen Mittelteil.

In den mit j bezeichneten Spalten der Hauptspalten I. „ $4 \cdot 10^6$ Hz“ und II. „ 10^9 Hz“ sind die bei den beschriebenen Versuchen tatsächlich gemessenen Intensitätsverhältnisse angeführt. Mit diesen sind zu ver-

Tabelle 1.

6 mm Druck. Elektronentemperatur $26400^{\circ}\text{K} = 3,4\text{ e-Volt}$ (berechnet).

	I.				II.		III.	
	$4 \cdot 10^6\text{ Hz}$				10^9 Hz		berechnet	
	Rand		Mitte					
	<i>j</i>	<i>V</i>	<i>j</i>	<i>V</i>	<i>j</i>	<i>V</i>	<i>j</i>	<i>V</i>
$\frac{4144}{4121}$	1,3	60	0,27	31	0,28	31	0,17	28
$\frac{5015}{4922}$	4,1	66	3,1	51	2,4	40	2,2	38
$\frac{5015}{5047}$	13	200	7,5	71	5,1	54	2,2	34
Mittelwert:		100		51		41		33

Tabelle 2.

0,8 mm Druck. Elektronentemperatur $43900^{\circ}\text{K} = 5,7\text{ e-Volt}$ (berechnet).

	I.		II.		III.	
	$4 \cdot 10^6\text{ Hz}$		10^9 Hz		berechnet	
	<i>j</i>	<i>V</i>	<i>j</i>	<i>V</i>	<i>j</i>	<i>V</i>
$\frac{4144}{4121}$	0,29	32	0,42	35	0,21	30
$\frac{5015}{4922}$	3,1	51	2,4	40	2,0	34
$\frac{5015}{5047}$	7,8	74	4,2	48	2,0	33
Mittelwert:		52		41		32

j = Intensitätsverhältnis, *V* = mittlere Elektronengeschwindigkeit in e-Volt nach Brasefield und Matuyama.

gleichen die in der Hauptspalte III. „berechnet“ stehenden Werte der Intensitätsverhältnisse, die aus den nach der Formel von Engel und Steenbeck berechneten Elektronentemperaturen unter Berücksichtigung sowohl der einzelnen Anregungsfunktionen als auch der Elektronengeschwindigkeitsverteilung ermittelt wurden.

Bei der Diskussion der Tabellen muß man berücksichtigen, daß die Fehlergrenzen ziemlich weit gezogen werden müssen, da in die Werte mehrere Male die Fehler von photographischen Intensitätsmessungen eingehen. Man kann also sagen, daß die berechneten und die gemessenen Intensitätsverhältnisse übereinstimmen sowohl bei der Kurzwellen- als auch bei der Ultrakurzwellenentladung.

Neben den gemessenen bzw. berechneten Werten der Intensitätsverhältnisse stehen jeweils in den mit V bezeichneten Spalten die mittleren Elektronengeschwindigkeiten, die aus den Intensitätsverhältnissen auf dem von Brasefield und Matuyama eingeschlagenen Wege ermittelt wurden, d. h. unter Berücksichtigung der Anregungsfunktion, aber unter Vernachlässigung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung. Auch bei den hier gemessenen Intensitätsverhältnissen ergeben sich nach der Methode von Brasefield und Matuyama Elektronengeschwindigkeiten, die höher sind als die Anregungsspannung von He.

Zu den berechneten Intensitätsverhältnissen sind ebenfalls die auf diesem Wege ermittelten Elektronengeschwindigkeiten angegeben, und es zeigt sich, daß diese nicht mit den ursprünglich in die Rechnung eingesetzten Elektronengeschwindigkeiten übereinstimmen, sondern um nahezu eine Zehnerpotenz größer sind.

Man sieht also, daß die Annahme Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und die Zugrundelegung von mittleren Elektronengeschwindigkeiten unterhalb der Anregungsspannung, wie sie aus den Ergebnissen der elektrischen Sondenmessungen folgen, auf die tatsächlich gemessenen Intensitätsverhältnisse führen.

Die Diskrepanz zwischen den elektrisch ermittelten Elektronengeschwindigkeiten und den auf optischem Wege nach Brasefield und Matuyama bestimmten ist also bedingt durch die Vernachlässigung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung bei der Auswertung der optischen Messungen.

Keine Übereinstimmung findet man lediglich in dem Randgebiet der Kurzwellenentladung bei 6 mm Druck. Für die Ursache dieser Ausnahme läßt sich aus den spektroskopischen Messungen allein nicht zwischen mehreren Möglichkeiten unterscheiden. Das Verhalten der Entladung aber bezüglich der Elektrodenzerstäubung gibt einen Hinweis. Bei gleichem Druck ist die Zerstäubung bei Kurzwellen viel stärker als bei Ultrakurzwellen. Das heißt, die Ionen und natürlich erst recht die Elektronen sind in der Kurzwellenentladung am Rand schneller als in der Ultrakurzwellenentladung. Da aber das Mittelgebiet der Kurzwellenentladung spektroskopisch mit der Ultrakurzwellenentladung übereinstimmt, kann man annehmen, daß die Elektronen in der Kurzwellenentladung am Rand durchschnittlich schneller sind als in der Mitte.

Die Tabelle zeigt ferner, daß sich entsprechend der in Teil II ausgesprochenen Vermutung die Intensitätsverhältnisse mit der Elektronentemperatur tatsächlich nur sehr wenig ändern. Man kann also durch die

Messung der Intensitätsverhältnisse die Elektronentemperatur nicht bestimmen.

IV. Zusammenfassung.

Es wird die Elektronentemperatur in einer Hochfrequenzgasentladung nach einer Formel von Engel und Steenbeck berechnet, die durch elektrische Sondenmessungen bestätigt ist. Mit diesen Werten der Elektronentemperatur und der Annahme Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, die ebenfalls durch die Ergebnisse der Sondenmessungen gerechtfertigt ist, werden die Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien berechnet. Die so berechneten Werte stimmen überein mit den tatsächlich gemessenen Werten, ausgenommen in einem Gebiet um die Elektroden herum bei der Entladung bei 6 mm Druck und Anregung mit $4 \cdot 10^6$ Hz. Für dieses Gebiet machen Beobachtungen der Elektrodenzerstäubung höhere mittlere Elektronengeschwindigkeiten wahrscheinlich. Auch aus den in dieser Arbeit gemessenen Intensitätsverhältnissen würden ohne Berücksichtigung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung hohe mittlere Elektronengeschwindigkeiten folgen, die weit oberhalb der Anregungsspannung von Helium liegen. Daraus folgt, daß man bei Betrachtung der Linienintensitäten die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen keinesfalls unberücksichtigt lassen darf.

Die Ultrakurzwellenentladung stimmt spektroskopisch bei 6 mm Druck mit dem Mittelteil, bei 0,8 mm Druck mit der gesamten Kurzwellenentladung überein.

Für alle Berechnungen, in die die Anregungsfunktion eingeht, ist ihr Verlauf dicht oberhalb der Anregungsspannung besonders wichtig.

Diese Arbeit wurde in den Jahren 1936 und 1937 im Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt.

Herrn Prof. Dr. W. Hanle danke ich herzlichst für die Anregung und die stets fördernde Anteilnahme an dieser Arbeit. Den Vorständen des Instituts, Herrn Geheimrat Prof. Dr. M. Wien und Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff schulde ich aufrichtigen Dank für die reichliche Überlassung von Institutsmitteln. Besonderer Dank gebührt auch Herrn Staatsrat Prof. Dr. A. Esau für das mir zur Verfügung gestellte Magnetron, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die Herrn Prof. Hanle überlassenen Apparate, der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen für Edelgas, der Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren G. m. b. H. für Hochspannungskondensatoren und der Firma AEG. für die Quecksilberdampfgleichrichter-
röhren.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie Berlin-Dahlem).

Über die Neutronenresonanzniveaus von Iridium und Rhodium und die gegenseitige Überdeckung ihrer Resonanzgebiete.

2. Mitteilung.

Von Rudolf Jaeckel.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 5. Juli 1938.)

Absorptionsmessungen in Rhodium ergeben für die beiden durch langsame Neutronen in Iridium erzeugten Perioden ($T = 19,5^h$ und $T = 68^d$), daß sie nicht durch Einfangung in dasselbe Resonanzniveau gebildet werden.

Durch Absorptionsmessungen war gezeigt worden¹⁾, daß der Abstand der beiden Resonanzniveaus, die bei der Bildung des radioaktiven Iridiums (Halbwertszeit $T = 19,5^h$ ²⁾ und des radioaktiven Rhodiums ($T = 45^s$) durch Einfangung langsamer Neutronen wirksam sind, nicht größer ist als etwa eine Linienbreite. Die Absorption für den Fall benachbarter Resonanzniveaus von Absorber und Indikator erwies sich als sehr empfindlich gegen geringe Unterschiede in den Niveauabständen. Bei Abständen von der Größenordnung der Linienbreite erfolgt eine sehr starke Schwächung der Aktivität des Indikators³⁾, während bei größeren Niveauabständen die Indikatoraktivität praktisch nicht verändert wird. So konnte für die beiden isomeren Formen von ^{104}Rh ($T = 45^s$ und $3,9^m$) durch Absorptionsmessungen in Ir gezeigt werden, daß sie durch Einfangung der Neutronen in dasselbe Ausgangsniveau gebildet werden.

Für die Zuordnung der bei der Bestrahlung von Ir mit langsamen Neutronen entstehenden beiden Perioden [$T = 19,5^h$ und $T = 68^d$ ⁴⁾] gibt es nun drei Möglichkeiten:

¹⁾ R. Jaeckel, ZS. f. Phys. **107**, 669, 1937, im folgenden mit „erste Mitteilung“ bezeichnet. — ²⁾ Um Mißverständnisse zu vermeiden, sei hier nochmals darauf verwiesen, daß alle Untersuchungen und Ergebnisse der ersten Mitteilung bezüglich der Einfangung langsamer Neutronen in Ir sich nur auf die Bildung des $19,5^h$ -Körpers beziehen. Dies gilt insbesondere auch für die Absorption im Gebiet thermischer Neutronen. — ³⁾ Absorption von derselben Größenordnung wie bei der Selbstabsorption. — ⁴⁾ V. Fomin u. F. G. Houtermans, Phys. ZS. d. Sowjetunion **9**, 273, 1936; E. Amaldi u. E. Fermi, Phys. Rev. **50**, 899, 1936.

1. Die beiden Halbwertszeiten gehören zu verschiedenen Isotopen (^{192}Ir und ^{194}Ir).

2. Die beiden Halbwertszeiten gehören zu demselben Isotop und die beiden isomeren Formen dieses Isotops entstehen:

- Durch Einfangung der Neutronen in dasselbe Niveau oder
- durch Einfangung in zwei verschiedene Niveaus.

Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß die Deutung 2a) nicht in Frage kommt.

Die Versuchsanordnung war dabei folgende: Vier von den in der ersten Mitteilung benutzten Ir-Indikatoren wurden auf die obere Basis eines

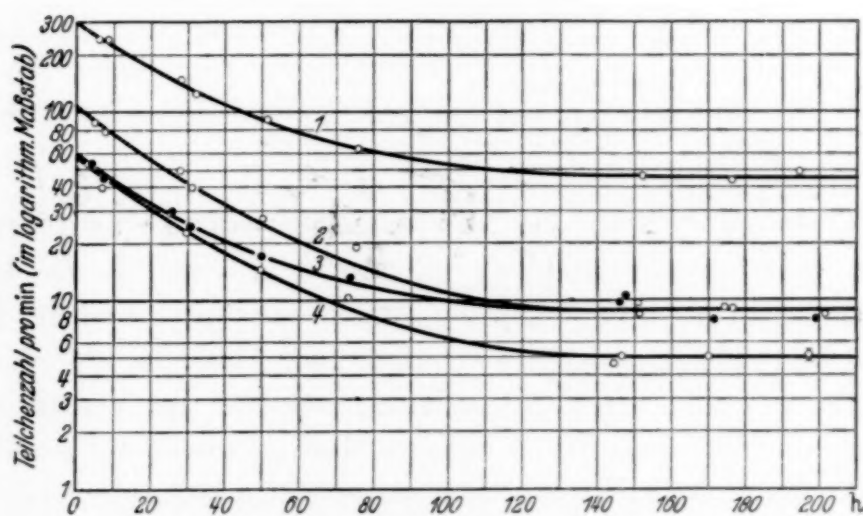


Fig. 1. Aktivitäten des Iridiums bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen.

- 1 Für C-Neutronen und Resonanzneutronen,
- 2 für Resonanzneutronen allein,
- 3 für Resonanzneutronen mit Rhodiumabsorber von $0,12 \text{ g/cm}^2$,
- 4 für Resonanzneutronen mit Iridiumabsorber von $0,11 \text{ g/cm}^2$.

Paraffinblocks von 15 cm Höhe und 12,5 cm Durchmesser gelegt und 39 Tage lang bestrahlt. Die Neutronenquelle aus einem Gemisch von RdTh^1) und Be befand sich 2,5 cm unter der Oberfläche des Paraffinklotzes. Die vier Indikatoren lagen symmetrisch zur Neutronenquelle: Indikator Nr. 1 ohne jeden Absorber, Indikator Nr. 2 bis 4 beiderseitig von $0,46 \text{ g/cm}^2$ Cadmium umgeben, außerdem zwischen Paraffin und Indikator Nr. 3 ein Rh-Absorber von $0,12 \text{ g/cm}^2$ und zwischen Paraffin und Indikator Nr. 4 ein Ir-Absorber von $0,11 \text{ g/cm}^2$. Nach der Bestrahlung wurden die Aktivitäten der Indikatoren mit einem Geiger-Müllerschen Zählrohr aus Aluminium von 100μ Wandstärke gemessen. Fig. 1 zeigt

¹⁾ γ -Strahlung äquivalent etwa 30 mg Ra.

die beobachteten Aktivitäten als Funktion der Zeit nach Unterbrechung der Bestrahlung¹⁾. Die hieraus ermittelten Anfangsaktivitäten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Anfangsaktivitäten.

Indikator Nr.	Neutronengruppe	Ir 19,5 ^h	Ir 68 ^d
1-2	C-Neutronen	160	37,1
2	Resonanzneutronen	98	8,9
3	Resonanzneutronen hinter 0,12 g/cm ² Rh	50	8,8
4	Resonanzneutronen hinter 0,11 g/cm ² Ir	52	5,0
1-2	C-Neutronen	1,6	4,3
2	Resonanzneutronen		

Betrachten wir zunächst die Aktivitäten der ohne C-Neutronen nur mit Resonanzneutronen bestrahlten Indikatoren 2, 3 und 4. Zu Anfang der Messung, wenn noch die kurzlebige Periode überwiegt, sind die Intensitäten von 3 und 4 fast gleich, dagegen zeigen nach Abfall des 19,5^h-Körpers die Indikatoren 2 und 3 gleiche Aktivität, während das Verhältnis der Aktivitäten von 2 und 4 während der ganzen Messung annähernd ungeändert bleibt. Daraus ergibt sich, daß der Rh-Absorber die Intensität der Neutronen, die zur Bildung des 19,5^h-Körpers führen, praktisch in derselben Weise schwächt, wie der Ir-Absorber, dagegen die Resonanzneutronen des 68^d-Körpers ohne merkliche Schwächung hindurchgehen läßt. Nachdem in der Einleitung Gesagten folgt daraus weiterhin:

1. Der Abstand der Resonanzniveaus vom Rh-45^s-Körper und Ir-19,5^h-Körper ist von der Größenordnung der Halbwertsbreite²⁾.
2. Der Abstand des Rh-Niveaus und des zur Bildung des Ir-68^d-Körpers führenden Niveaus ist wesentlich größer.

¹⁾ Eingezeichnete Punkte: Meßwerte. [Die Fehlergrenze (einfacher mittlerer Fehler) ist bei dem letzten Meßpunkt der unteren Kurve eingezeichnet.] Die ausgezogenen Kurven wurden in folgender Weise bestimmt. Zuerst wurde von den Meßwerten die nach 140 Stunden übrigbleibende Aktivität abgezogen, dann durch die so ermittelten Punkte Abfallskurven mit 19,5 Stunden Halbwertszeit gelegt und schließlich aus diesen Abfallskurven und den Restaktivitäten die ausgezogenen Kurven zusammengesetzt. — ²⁾ Hierüber siehe auch die erste Mitteilung.

Die beiden Perioden des Iridiums gehören also nicht zu Isomeren, die durch Einfangung der Neutronen in dasselbe Niveau gebildet werden.

Schließlich sei noch auf den großen Unterschied im Verhältnis Aktivität durch C-Neutronen
Aktivität durch Resonanzneutronen bei den beiden Perioden des Ir (siehe Tabelle 1) hingewiesen.

Absorptionsmessungen ergaben für die β -Strahlen des radioaktiven Ir (^{68}d -Körper) einen Absorptionskoeffizienten in Ir von $\mu = 20 \text{ cm}^2/\text{g}$.

Frau Prof. Dr. L. Meitner danke ich für das freundliche Interesse, das sie dieser Arbeit entgegengebracht hat.

Selbsterregender, elektrostatischer Generator mit in Preßgas laufenden Ladungsbändern*).

Von Ulrich Neubert, Danzig-Langfuhr.

Mit 18 Abbildungen. (Eingegangen am 24. Mai 1938.)

Es wird an Hand von Vorversuchen an einer offenen Maschine ein elektrostatischer Höchstspannungsgenerator entwickelt, dessen Ladungstransportbänder unter Ausnutzung völliger Selbsterregung im komprimierten Gas laufen und dabei auf diesen Ladungsdichten erhalten, welche die unter Atmosphärendruck laufender Bänder um ein Mehrfaches übersteigen. Dem Bau solcher Apparate scheint somit eine neue Entwicklungsmöglichkeit gegeben. Spannungsmeßmethoden werden untersucht.

Versuche an einer offenen Maschine.

Im Jahre 1934 wurde im hiesigen Institut auf Veranlassung von Herrn Prof. Kossel als Diplomarbeit von H. Cuno ein Generator gebaut, der das van de Graaffsche Prinzip¹⁾ benutzte, aber dahin vereinfacht war, daß

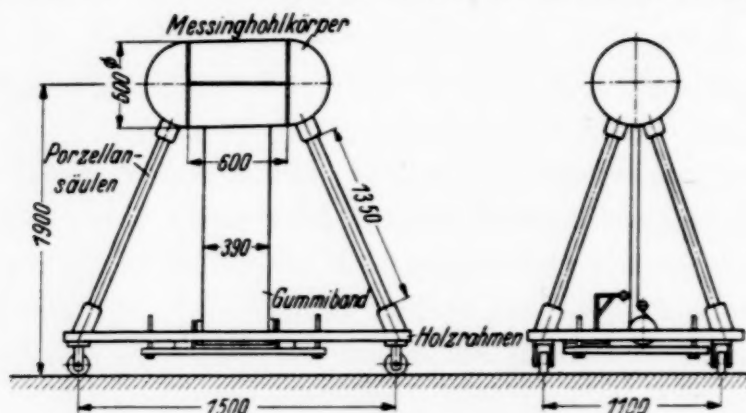


Fig. 1. Auf- und Seitenriß der offenen Maschine.

Fremderregung ganz wegfiel, vielmehr von einer reibungselektrischen Erregung im Innern der Maschine ausgegangen wurde. (Zwei Hauptschnitte, Fig. 1.)

Cuno stellte fest:

1. Wenn man als obere Rolle nicht eine aus Metall, sondern eine solche aus Glas oder Celluloid verwendet, erregt sich die Maschine von selbst, ohne jegliche vorherige Fremderregung.

*) D. 10.

¹⁾ Es erschienen der Reihenfolge nach: R. J. van de Graaff, K. T. Compton u. L. C. van Atta, Phys. Rev. **43**, 149, 1933; M. A. Tuve, Journ. of Frankl. Inst. **216**, Nr. 1, S. 1, 1933; E. H. Bramhall, Rev. Scient. Instr. **5**, 19, 1934; M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, Phys. Rev. **48**, 315, 1935.

2. Durch diese „Reibungs-“ und die ihr folgenden Influenzwirkungen lädt sich das Band bis zur vollen Durchbruchfeldstärke in Luft auf. Es ist vorteilhaft, die entgegengesetzt geladenen, auf- und abwärts laufenden Bandhälften ihrer elektrostatischen Anziehung folgen und aufeinander gleiten zu lassen.

Im ganzen spielen sich dabei folgende Vorgänge ab (Fig. 2): Durch Berührung und Trennung des Gummibandes an der oberen „Erregerrolle“ tritt Reibungselektrizität auf. Der als Faraday-Käfig wirkende Messinghohlkörper lädt sich dann im Sinne der Rolle auf; im vorliegenden Falle, Gummi auf Glasrolle, positiv. Das Band läuft dann mit negativer Aufladung abwärts. Diese influenziert auf dem auflaufenden Band eine positive Ladung und drückt gleichzeitig durch den unteren Spitzenkamm die negative zur Erde ab, während die negative Ladung des ablaufenden Bandes durch die metallene Spannrolle zur Erde abfließt. Das auflaufende Band kommt also jetzt bereits positiv geladen in den Körper. Will man negative Aufladung des Körpers haben, wird eine Celluloidrolle verwendet; im allgemeinen eine Rolle aus einem Stoff, dessen Dielektrizitätskonstante kleiner ist als die des Gummi (Coehnsches Ladungsgesetz). Eine Hartgummirolle im Verein mit einem Gummiband gibt keine Erregung.

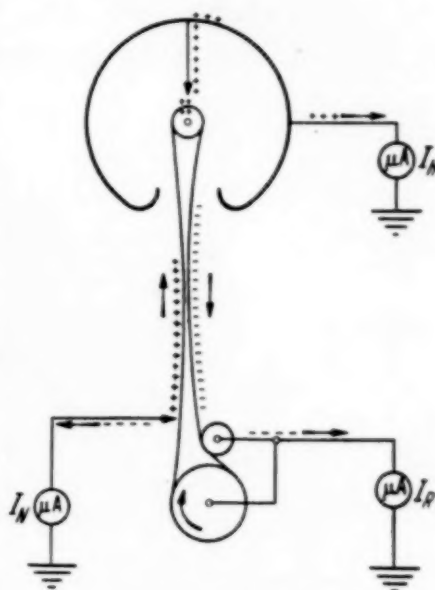


Fig. 2. Veranschaulichung des Aufladungsprozesses.

Da das elektrische Feld des Apparates sich aus zwei Feldern zusammensetzt, nämlich dem des Hochspannungskörpers und dem des laufenden Bandes, kann man den Körper erden, ohne daß der Aufladungsprozeß gestört wird. Die Maschine erregt sich auch im kurzgeschlossenen Zustand zu voller Stromstärke. Cuno hat so zum Beispiel die Feldverteilung am Bande mit der Flammsonde untersucht.

Nach einer mehr als einjährigen Erfahrung hob Cuno 1935 als besonders bezeichnend die für die Praxis wichtige Zuverlässigkeit des Arbeitens der Maschine hervor: Als da ist, leichte Erregbarkeit auch unter ungünstigen Umständen und nach wochenlangem Nichtbenutzung, kein Versagen oder Umpolen.

Dies gab den Anlaß, die Vorgänge an der Maschine weiter eingehend zu untersuchen.

a) Im Kurzschluß (vgl. Fig. 2). Es wurden die Ströme I_H (Hauptstrom), I_N (Nebenstrom) und I_R (Strom der Rolle) in Abhängigkeit von der Drehzahl je Minute der Maschine gemessen (Fig. 3). Es ergibt sich:

1. Erwartungsgemäß ein lineares Ansteigen des Hauptstromes mit der Drehzahl/min. nach der Beziehung

$$I = \sigma \cdot b \cdot v. \quad (1)$$

σ = Ladungsdichte auf dem Bande, b = Breite, v = Geschwindigkeit des Bandes. Das Abbiegen der Kurven bei höherer Drehzahl erklärt sich

aus dem hier beginnenden Gleiten des Bandes.

2. Seitliche Verluste sind nicht zu bemerken, da die Summe der Ströme $I_N + I_R$ stets den Hauptstrom I_H ergibt. Die Erregerrolle legt die Polarität fest und erhält sie. Die Maschine polt auch bei neuem Anlauf niemals um.

3. Der Strom I_R ist stets kleiner als der Strom I_N . Ersetzt man den unteren Spitzenkamm durch eine Metallrolle, so wird der Strom I_N auf die Hälfte herabgesetzt. Die Größe der Änderung hängt auch noch vom Vorzeichen ab, es spielen

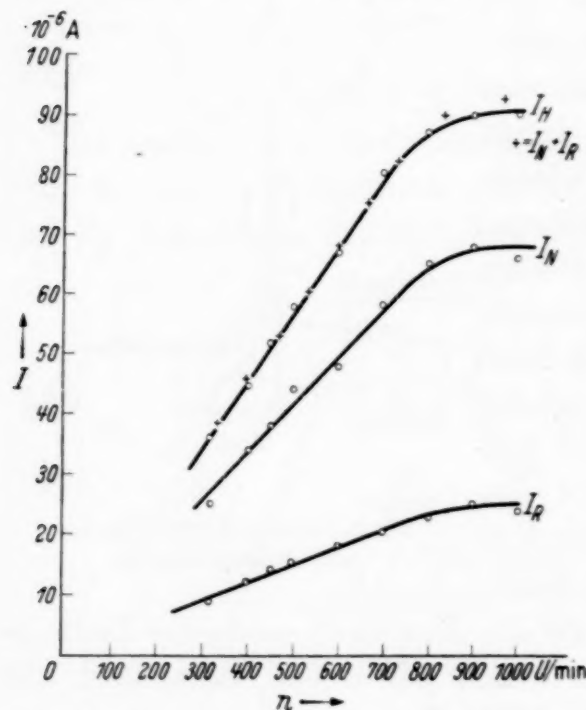


Fig. 3. Die Ströme I_H , I_N , I_R in Abhängigkeit von der Drehzahl/min beim Kurzschlußversuch.

also Kontaktwirkungen zwischen Metall und Gummiband mit. Ebenso bringt Parallelschalten eines Spitzenabnehmers zu der metallenen Spannrolle keine Verbesserung.

Durch Verschiebung des unteren Spitzenkammes in waagerechter oder senkrechter Richtung wird dessen günstigste Stellung ermittelt (Fig. 4 und 5, b = Abstand, h = Höhe). Aus den Kurven geht hervor: 1. Der Abnehmer ist möglichst dicht an das Band zu setzen. 2. Die günstigste Höhe liegt bei etwa 8 cm über der Mitte der Spannrolle. (Wird h größer als 8 cm, so treten Überschlüge vom Hochspannungskörper auf den Abnehmer auf.) Die obere Abnehmervorrichtung, die ursprünglich aus dünnem,

gespanntem Draht bestand, war so angeordnet, daß sie um den oberen Teil der Rolle, also um 180° , herumgeführt werden konnte, um so die Stellung des stärksten Stromüberganges festzustellen (Fig. 6, Kurve 1).

Die Figur ist so zu verstehen, daß das Band von rechts nach links laufend zu denken ist. Der Kulminationspunkt hat die Abszisse 0° . Diese dünnen Drähte hatten den Nachteil, daß sie oft rissen. Außerdem war die Konstanz der Erregung nicht zufriedenstellend. Gespannte Metallfolienstreifen gaben auch keine wesentliche Besserung. Erst als Abnehmerkämme aus dicht aneinandergelegten Grammophonnadeln, sauber ausgerichtet und völlig

gleichlang, verwendet wurden, konnte eine sofort einsetzende und völlig konstante Erregung erzielt werden. Ein ausgeprägtes Maximum für Strom-

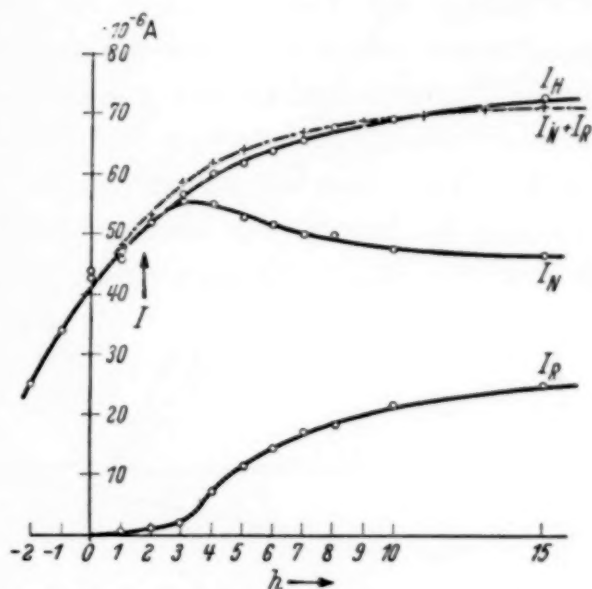


Fig. 4. Die Ströme I_H , I_N , I_R , bei konstanter Drehzahl in Abhängigkeit von der senkrechten Verschiebung des unteren Abnehmers.

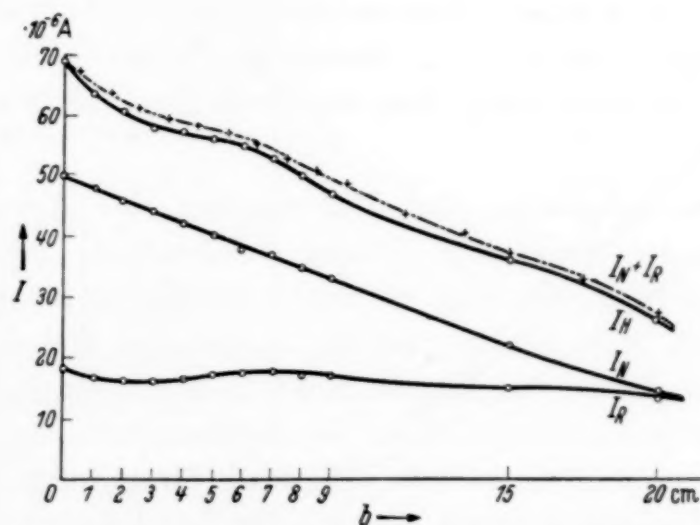


Fig. 5. Dasselbe wie Fig. 4, jedoch bei waagerechter Verschiebung des unteren Abnehmers.

abgabe ist dann nicht mehr vorhanden (Fig. 6, Kurve 2), wohl aber ist an der Stelle des früher gefundenen Maximums die Konstanz der Erregung am besten. Diese ist auch noch abhängig von dem Anstellwinkel der Nadeln

gegen das Band; sie arbeiten nämlich besser bei einer gewissen Neigung (etwa 60°) gegen die Laufrichtung des Bandes, als bei senkrechter Stellung.

Infolge der Verschiedenheit der Aufladung der gegenüberliegenden Bandhälften ziehen sich diese elektrostatisch an und gleiten aufeinander. Dieser Umstand bewirkt aber, wie bereits Cuno beschrieben hat, nur eine unwesentliche Zusatzbelastung des Antriebmotors, da die beiden Gummibänder sehr leicht aufeinander gleiten. Er begünstigt im Gegenteil in zweierlei Hinsicht das Arbeiten der Maschine: 1. Der Influenzeffekt wird verstärkt. 2. Das Feld der Bänder nach außen wird weitgehend kompensiert. Wenn

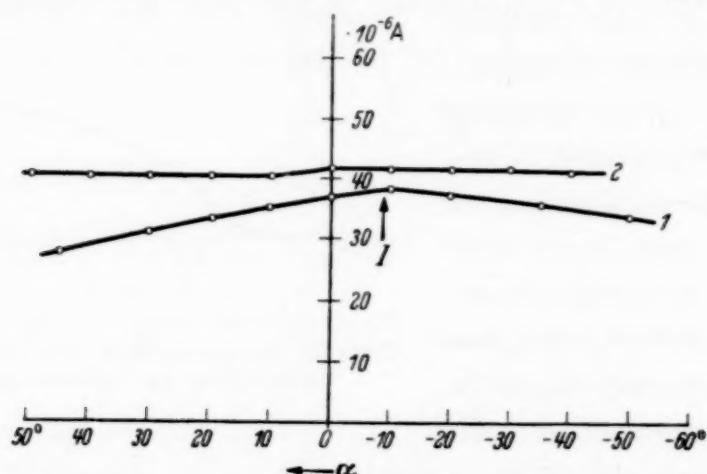


Fig. 6. Ermittlung der günstigsten Abnehmerstellung des oberen Spitzenkammes; Kurve 1, für gespannten Draht; Kurve 2, für Nadelspitzenkamm.

also die beiden Bandhälften noch an der Eintrittsstelle in den Hochspannungskörper aufeinander gleiten, ist die Gefahr des Überspringens von Funken vom Körper zum Band gering. Das ablaufende Band behält seine Ladung vollständiger.

b) *Spannungsmessung.* Zur Untersuchung des Apparates unter Spannung wurden hochohmige Flüssigkeitswiderstände gebaut, wie sie von Gyemant¹⁾ angegeben sind. Sie wurden bei 200 Volt mit dem Galvanometer gemessen. Zum Schutz gegen Gleitüberschläge sind die Kugelelektroden, wie das bereits van Marum 1786²⁾ tat und in der Hochspannungstechnik wieder neu entdeckt ist, an der Mündungsstelle des Glasschaftes eingezogen. Der durch sie zur Erde abfließende Strom wurde in Abhängigkeit von der Drehzahl gemessen (Fig. 8). Aus dem bekannten Widerstand und dem Strom läßt sich Spannung und Leistung der Maschine berechnen. Die größte Spannung liegt bei etwa 550 kV, die Leistung bei rund 50 Watt,

¹⁾ A. Gyemant, Wiss. Veröff. d. Siemenskonz. 6, 58, 1927 u. 7, 134, 1928.

— ²⁾ Van Marum, Beschreibung einer ungemein großen Elektrisiermaschine. Leipzig 1786.

der Gesamtwirkungsgrad der Anlage bei etwa 25 %. Die Ordinatendifferenzen zwischen den Kurven stellen den durch Ableitung und Corona entstehenden Stromverlust dar. Diese Verluste sind die Ursache dafür, daß es nicht möglich ist, die Spannung durch Messung der Leistungssteigerung des Antriebmotors zu ermitteln, wie es gelegentlich versucht worden ist¹⁾. In Fig. 9 ist N_1 die Leistungsaufnahme des Antriebmotors, N_2 die Leistungsabgabe des Hochspannungsgenerators. Die Indizes, $R = \dots$ bei N_1 und N_2 bedeuten, bei welchem Belastungswiderstand des Generators die Kurve aufgenommen ist. Zunächst wurde im kurzgeschlossenen Zustand die Leistungsaufnahme des Antriebmotors, $N_{1, R=0}$ aufgenommen. In einem zweiten Versuch für einen Belastungswiderstand des Generators von

$$R = 6,28 \cdot 10^9 \text{ Ohm}$$

wurde wiederum die letztere gemessen und aufgezeichnet ($N_{1, R=6,28 \cdot 10^9 \text{ Ohm}}$) außerdem die Leistungs-

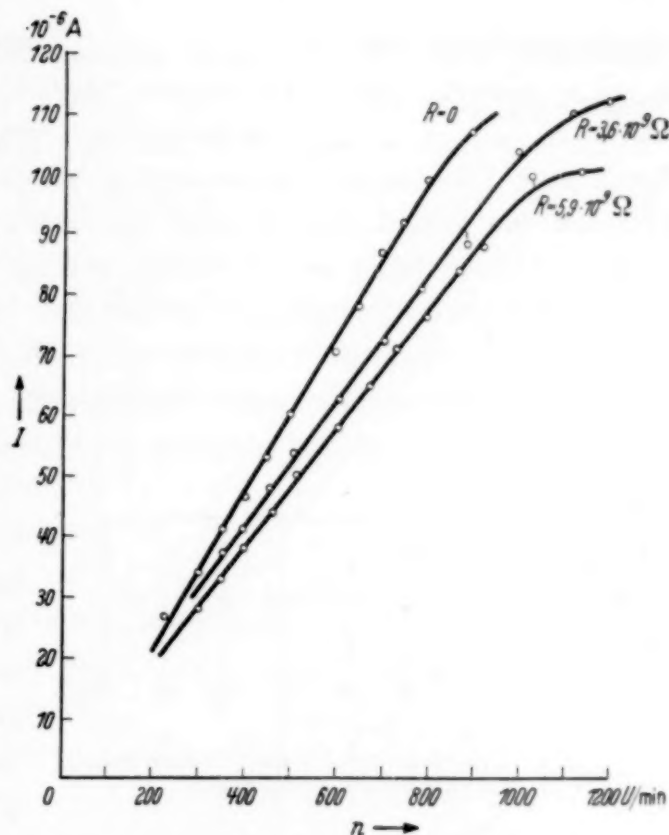


Fig. 7. Ströme in Abhängigkeit von der Drehzahl/min für verschiedene Belastungswiderstände des Generators.

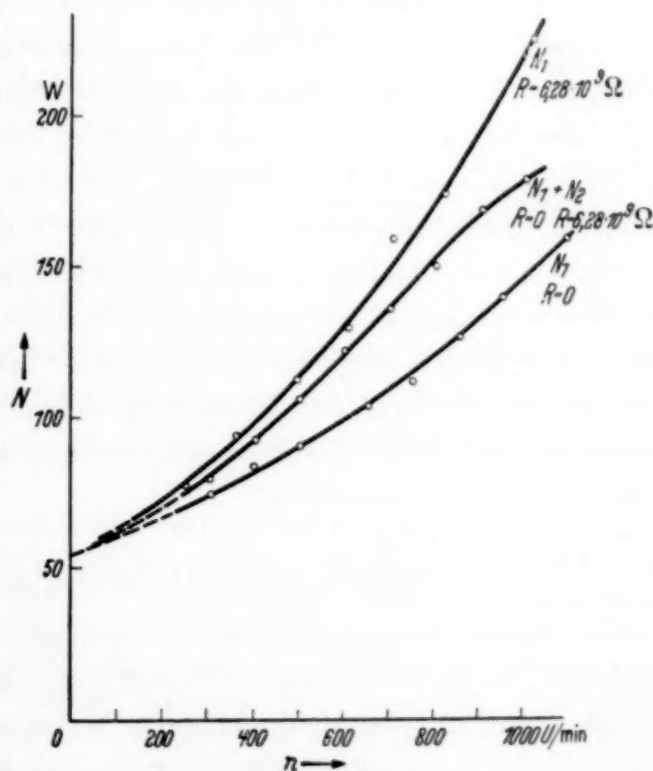


Fig. 8. Leistungskurven als Funktion der Drehzahl/min.

¹⁾ F. Joliot, C. R. **202**, 291, 1936 u. a.

abgabe des Generators ($N_2, R = 6,28 \cdot 10^9 \text{ Ohm}$) gemessen. Diese wurde nun zu $N_1, R = 0$ addiert. Diese, die Summe darstellende Kurve, müßte mit der Kurve $N_1, R = 6,28 \cdot 10^9 \text{ Ohm}$ identisch sein, wenn eine Spannungsmessung durch eine Leistungsaufnahmemessung richtig sein soll. Der Abstand zwischen den beiden Kurven zeigt die Größe der Verluste, die bei einer solchen Messung nicht berücksichtigt werden. Bei jenem Verfahren sind also die erreichten Spannungen überschätzt worden.

Das nächstliegende Verfahren einer Spannungsmessung, die Beobachtung der Schlagweite, wurde naturgemäß zur Orientierung, zur Feststellung der Fortschritte während der Entwicklung zunächst dauernd

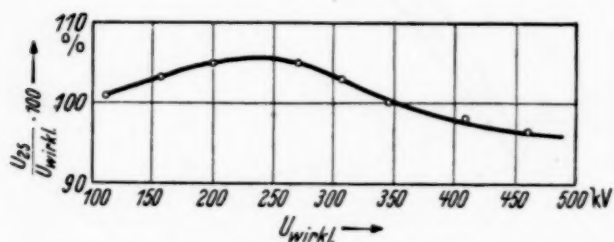


Fig. 9. Korrektur der aus den Schlagweiten angenommenen Spannungen.

benutzt, war aber für genaue endgültige Messungen weniger geeignet. (Als Funkenstrecke wurde eine der den Maschinenkörper abschließenden Halbkugeln von 50 cm Durchmesser und eine geerdete Kugel von 25 cm Durchmesser benutzt.) Sowohl der verhältnismäßig enge Raum, wie die Abweichung des Maschinenkörpers von der Kugelform entsprechen nicht den strengen Vorschriften, wie sie z. B. vom VDE. festgelegt sind. Wenn also die mögliche und dort angenommene Genauigkeit von 1% nicht erreicht werden konnte, so sind doch die Abweichungen nicht hoch, wie Fig. 9a zeigt. Hier ist das Verhältnis der Spannung, die man berechnet, wenn man auf die angegebene Strecke zwischen Maschine und Hilfskugel einfach die Schlagweiten-Spannungskurve für Kugeln von 25 cm Durchmesser anwendet, zu der wirklichen, aus Strommessung erschlossenen Spannung, als Funktion der letzteren aufgetragen. Die Abweichungen erreichen höchstens 5%. Die zunächst überraschende Tatsache, daß die Überschlagnungsspannung bei der letzteren Anordnung kleiner ist, als die zwischen einem Kugelpaar von 25 cm Durchmesser, erklärt sich leicht aus einer Betrachtung der Feldverteilung.

Elektrostatischer Generator unter Druck.

Auf Grund der vorliegenden Erfahrungen sollte ein neuer Generator entwickelt werden für höhere Spannung und höheren Strom.

Die Spannung kann in einfacher Weise erhöht werden durch Vergrößerung der Anordnung, also Vergrößerung des Durchmessers der Hochspannungselektrode.

Der Strom bestimmt sich aus der Gleichung (1). Der Breite des Bandes ist bald eine Grenze gesetzt, ebenso der Geschwindigkeit. Die Ladungsdichte σ bestimmt sich nach der Beziehung:

$$E_D = 4 \cdot \pi \cdot \sigma, \quad (2)$$

wobei E_D die Durchbruchfeldstärke der Luft mit rund 30 kV/cm anzusetzen ist. Nach Versuchen von Palm¹⁾ u. a.²⁾ gilt das Paschensche Gesetz³⁾, daß die Durchbruchfeldstärke linear mit dem Druck steigt, in komprimiertem Gas noch bis zu etwa 25 Atm. Nach Gleichung (3) muß somit auch die Ladungsdichte entsprechend ansteigen, falls die Abnehmer den nötigen Stromübergang zulassen. Dies steht nicht von vornherein fest, da die Spitzenwirkung bzw. ihr Sprühvermögen durch den erhöhten Druck ungünstig beeinflusst werden kann. Läßt man daher das Transportband des Generators in einem komprimierten Gas laufen, so müßte der Ladestrom dem Druck proportional ansteigen⁴⁾. (Verwendung von C, Cl₄ ist hier nicht möglich, da nach Versuchen von Natterer⁵⁾ durch das Aufsprühen auf das Band Kohlenstoffabscheidung eintritt, die bei uns den Abnehmer nach kurzer Zeit unbrauchbar machen würde.)

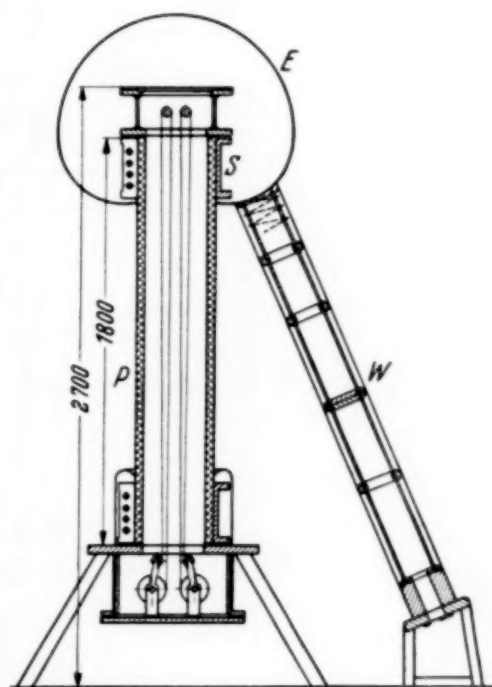


Fig. 10. Hauptschnitt des elektrostatischen Generators unter Druck.

Konstruktion. Fig. 10 zeigt den Apparat, bei dem dieser Gedanke verwirklicht worden ist, im Schnitt. Die Aufladung geschieht mittels zweier, in der Mitte gemeinsam aufwärts laufender, endloser Gummibänder. Die annähernd kugelförmige Hochspannungselektrode wird von der kreis-

¹⁾ A. Palm, Arch. f. Elektrotechn. **28**, 296, 1934. — ²⁾ W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke in Gasen, Berlin 1923; C. Reher, Arch. f. Elektrotechn. **25**, 277, 1931; A. A. Bölsterli, Schweiz. Elektrotechn. Verein Bulletin, Heft 4, 245, 1931; O. Zweier, Ann. d. Phys. **14**, 415, 1932. — ³⁾ F. Paschen, Pogg. Ann. **37**, 69, 1889. — ⁴⁾ Während der Bauzeit unseres Apparates erschienen bereits Arbeiten über unter Druck gesetzte Apparate, die jedoch eine bessere Beherrschung der Hochspannung zum Ziele hatten. Vgl. R. G. Herb, D. B. Parkinson, D. W. Karst, Rev. Scient. Instr. **6**, 261, 1935 und Phys. Rev. **51**, 75, 1937. — ⁵⁾ K. Natterer, Ann. d. Phys. **38**, 663, 1889.

förmigen Pertinaxsäule *P* getragen. Auf die Enden dieser Säule sind dreiteilige Stahlflanschen *S* aufgezogen. Vermittels dieser sind oben und unten mit der Säule Eisenkästen druckdicht verbunden. In dem oberen Kasten, der durch eine Eisenplatte wiederum druckdicht verschließbar ist, befinden sich zwei Erregerrollen mit Lagerungsvorrichtung und Abnehmern. Im unteren Kasten sind die beiden Antriebmotoren, Spannrollen und Abnehmer

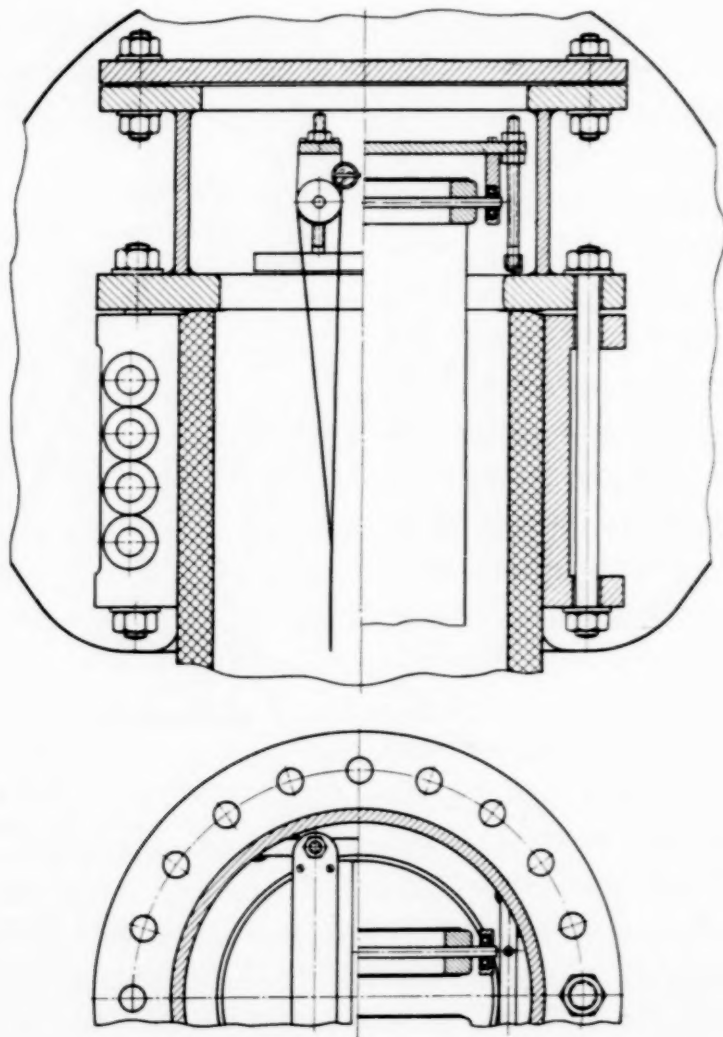


Fig. 11. Werkstattzeichnung des oberen Eisenkastens.

untergebracht. Die untere Grundplatte verschließt auch diesen Kasten druckdicht. Gleichzeitig sind an den letzteren vier Füße aus U-Eisen angeschweißt, die den gesamten Aufbau tragen. In den so entstandenen, abgeschlossenen, druckdichten Raum, in dem das gesamte Laufwerk untergebracht ist, kann das komprimierte Gas eingelassen und der gewünschte Druck mit Manometer und Ventil eingestellt werden. Der vorliegende Apparat ist für 7 atü maximal gebaut. Die Fig. 11 und 12 zeigen die Werk-

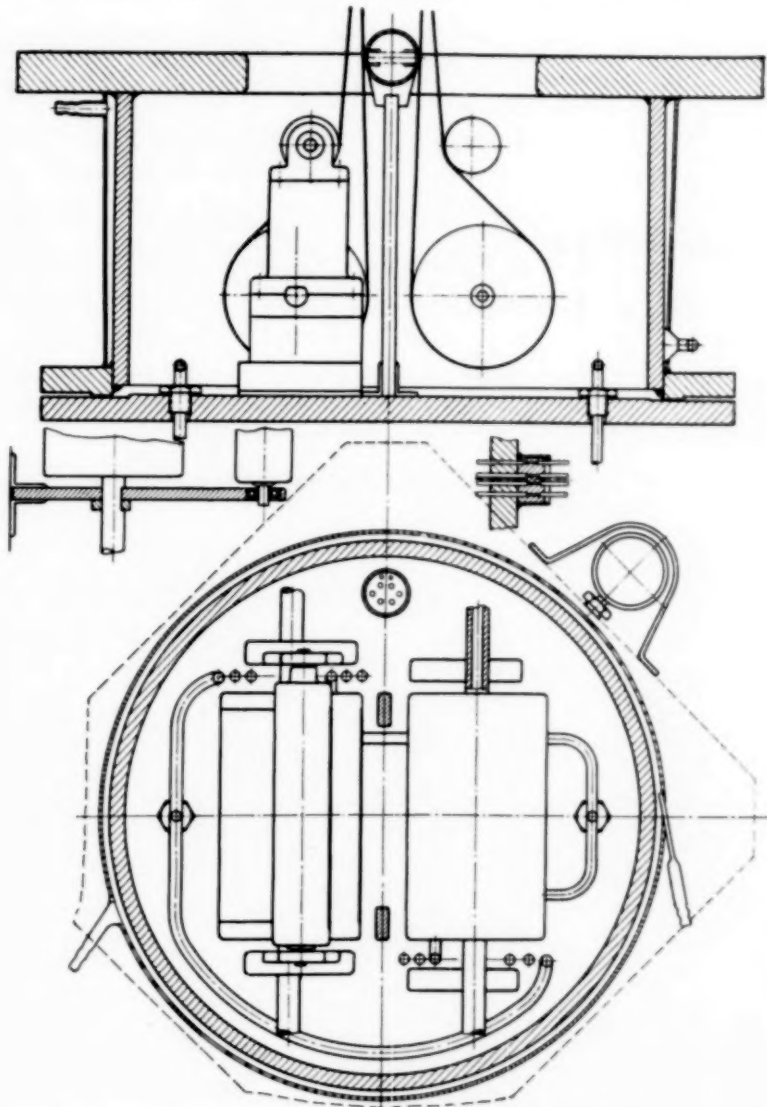


Fig. 12. Werkstattzeichnung des unteren Eisenkastens.

stattzeichnungen der beiden Kästen mit Inneneinrichtung. Die Hochspannungselektrode hat keinerlei Druck auszuhalten. Sie besteht aus 1 mm starkem Aluminiumblech, das in einzelnen Sektoren ausgetrieben ist. Sie sind nach Art des Flugzeugbaues auf ein Holzgerüst aufgeschraubt (Fig. 12 a). Der Durchmesser der Kugel beträgt 105 cm; gegen die Gefahr des Gleitüberschlages ist sie, wie bereits erwähnt, am unteren Teil eingezogen.

Um bei den Eisenkästen größere Druckräume und damit allzu schwere

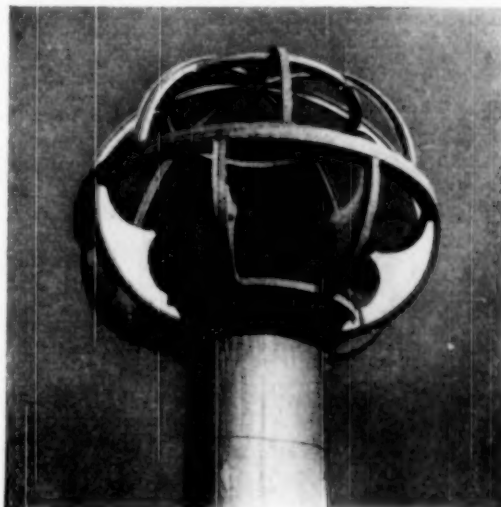


Fig. 12 a. Holzgerippe der Hochspannungselektrode.

förmigen Pertinaxsäule *P* getragen. Auf die Enden dieser Säule sind dreiteilige Stahlflanschen *S* aufgezogen. Vermittels dieser sind oben und unten mit der Säule Eisenkästen druckdicht verbunden. In dem oberen Kasten, der durch eine Eisenplatte wiederum druckdicht verschließbar ist, befinden sich zwei Erregerrollen mit Lagerungsvorrichtung und Abnehmern. Im unteren Kasten sind die beiden Antriebmotoren, Spannrollen und Abnehmer

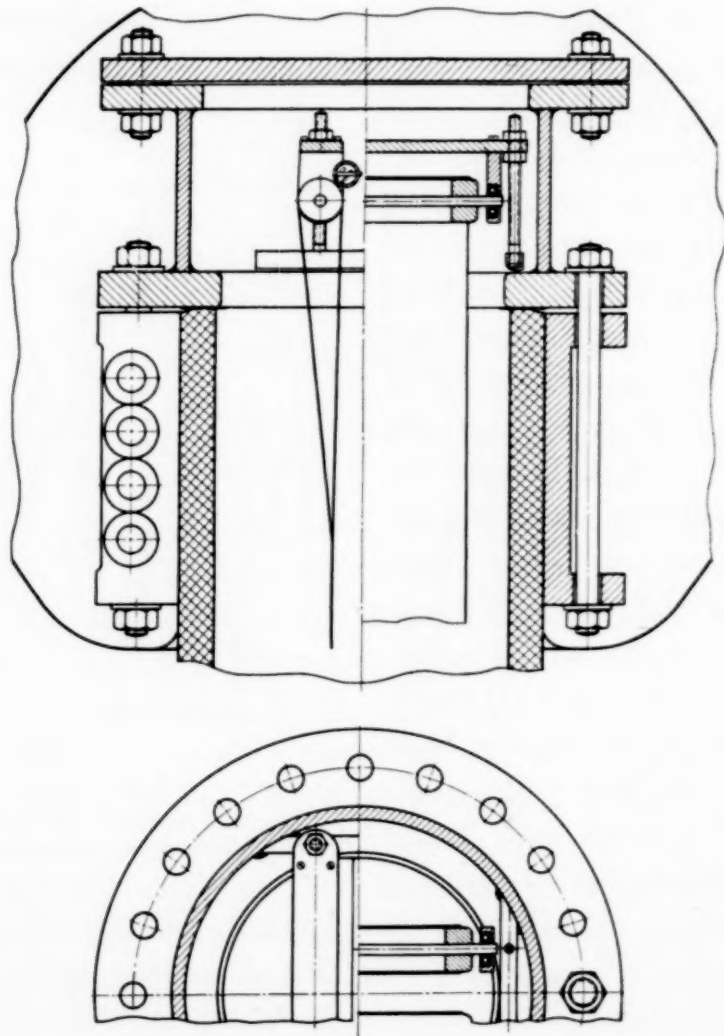


Fig. 11. Werkstattzeichnung des oberen Eisenkastens.

untergebracht. Die untere Grundplatte verschließt auch diesen Kasten druckdicht. Gleichzeitig sind an den letzteren vier Füße aus U-Eisen angeschweißt, die den gesamten Aufbau tragen. In den so entstandenen, abgeschlossenen, druckdichten Raum, in dem das gesamte Laufwerk untergebracht ist, kann das komprimierte Gas eingelassen und der gewünschte Druck mit Manometer und Ventil eingestellt werden. Der vorliegende Apparat ist für 7 atü maximal gebaut. Die Fig. 11 und 12 zeigen die Werk-

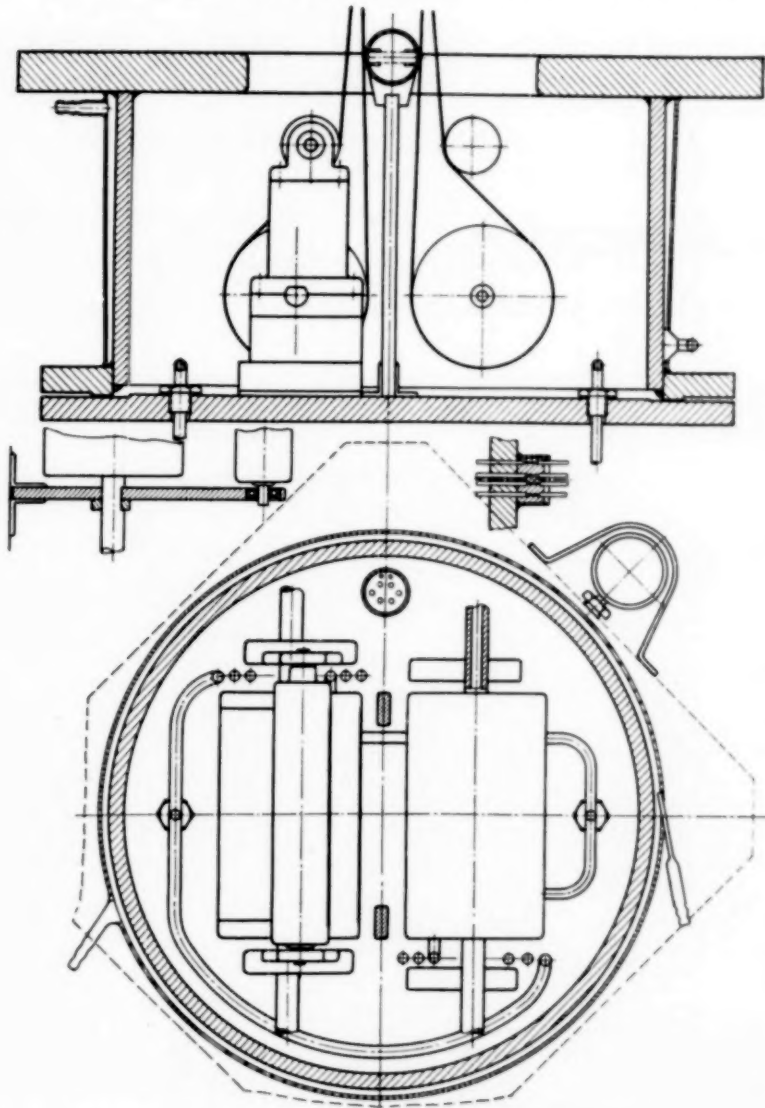


Fig. 12. Werkstattzeichnung des unteren Eisenkastens.

stattzeichnungen der beiden Kästen mit Inneneinrichtung. Die Hochspannungselektrode hat keinerlei Druck auszuhalten. Sie besteht aus 1 mm starkem Aluminiumblech, das in einzelnen Sektoren ausgetrieben ist. Sie sind nach Art des Flugzeugbaues auf ein Holzgerüst aufgeschraubt (Fig. 12 a). Der Durchmesser der Kugel beträgt 105 cm; gegen die Gefahr des Gleitüberschlages ist sie, wie bereits erwähnt, am unteren Teil eingezogen.

Um bei den Eisenkästen größere Druckräume und damit allzu schwere



Fig. 12 a. Holzgerippe der Hochspannungselektrode.

Konstruktionen zu vermeiden, wurde ein Spezialantrieb entwickelt, bei welchem die Antriebscheiben für die Bänder wegfielen. Jedes Band hat seinen eigenen Antrieb, und zwar einen Drehstromwirbelstrommotor mit

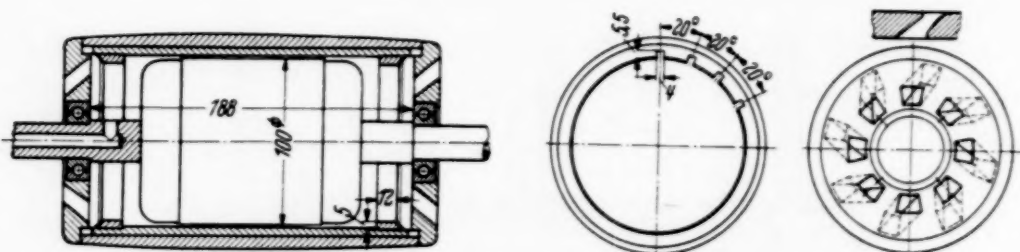


Fig. 13a. Werkstattzeichnung der Spezialmotoren.

Außenläufer, der gleichzeitig als Bandscheibe ausgebildet ist. Der feststehende innere Teil ist ein ausgebauter Drehstromschleifringläufer; der

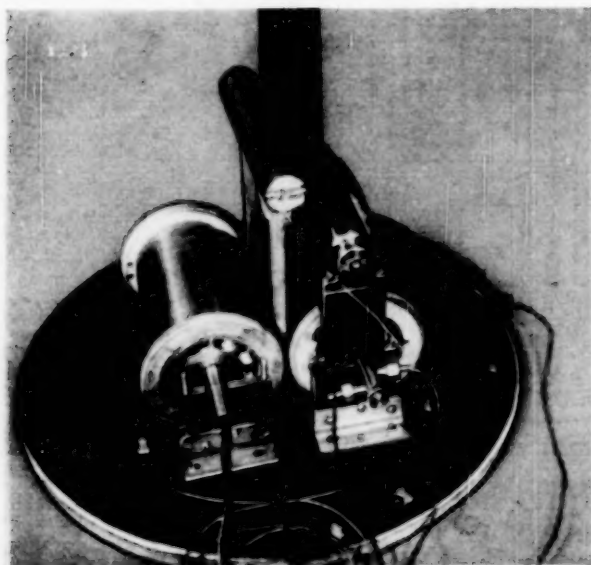


Fig. 13b. Auf die Grundplatte aufmontierte Motore.

äußere, sich drehende Teil ist ein Eisenzylinder mit eingelegten Kupferstäben als Käfigwicklung¹⁾. Die Stromzuführung erfolgt durch die Achse; die Regelung der Drehzahl kann um $\pm 20\%$ um die Nennzahl durch Änderung der Frequenz vorgenommen werden. Eine Kühlung wird erreicht, indem die Lagerschilder als Turbinenräder (jedoch ohne Leitkranz) ausgebildet sind. Außerdem ist eine Wasserkühlung vorgesehen, die bei Dauerbetrieb betätigt werden kann.

Die Kontrolle der Temperatur erfolgt durch ein in jeden Motor eingebautes Thermoelement. Die Spezialmotoren wurden mit von Siemens zur Verfügung gestellten Läufern in hiesiger Werkstatt ohne Schwierigkeiten angefertigt.

Strommessungen. Fig. 15 zeigt den bei fester Drehzahl abgegebenen Strom in Abhängigkeit vom Druck für Füllung mit Luft, Stickstoff und Kohlensäure (die Streuung der Meßpunkte ist durch geringe Genauigkeit des Manometers bedingt). Als günstigstes Füllgas erwies sich bei diesen

¹⁾ ETZ. 11, 269, 1934.

Versuchen einfache Preßluft. Der Strom steigt erwartungsgemäß mit dem Druck an. Dies wurde indes erst nach vielen vergeblichen Vorversuchen erreicht. Als Ursache dieser anfänglichen Mißerfolge erwies sich schließlich nichtexakte Konstruktion der Abnehmer. Das Abbiegen der Kurven bei höheren Drucken hat seinen Grund in beginnendem Gleiten der dünnen Gummibänder von 1 mm Stärke, die eine größere Leistung nicht übertragen, und nicht in einer Verschlechterung des Aufsprühens. Der Strom

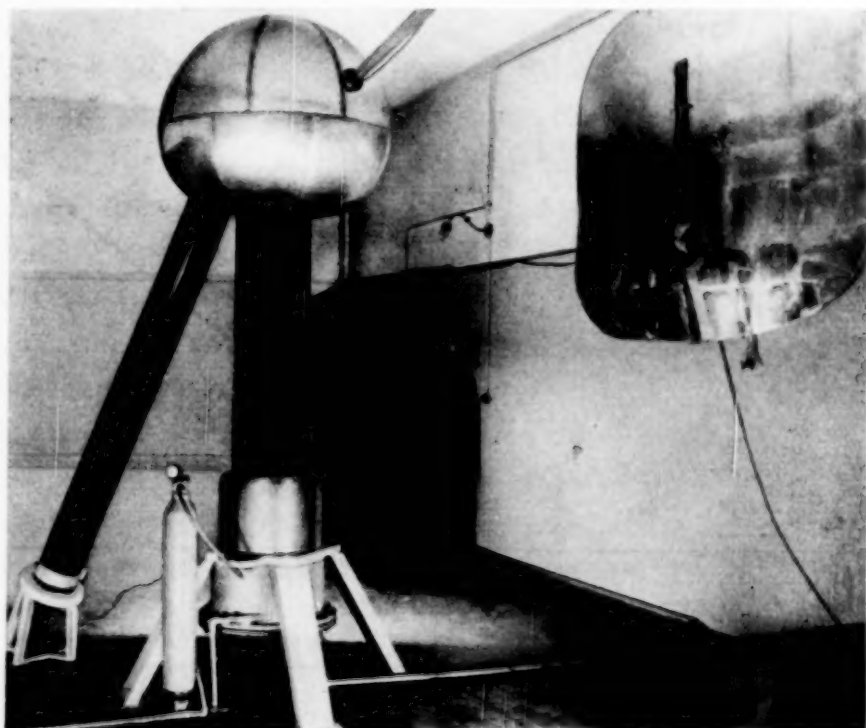


Fig. 14. Gesamtansicht des Aufbaues.

von 0,35 mA kann also überschritten werden, wenn man weniger dehnbares Bandmaterial einsetzt. Die Bandgeschwindigkeit betrug 9 m/sec, kann aber bis auf 11 m/sec gesteigert werden.

Ein Umstand ist noch zu beachten. Das Gas wird den bekannten Stahlflaschen entnommen. Setzt man den Apparat sofort nach dem Füllen in Betrieb, dann erreicht er nicht die volle Stromstärke, sondern nur etwa $\frac{2}{3}$. Erst nach etwa 1 Stunde Betriebszeit oder nach Stehenlassen über etwa einen Tag ist der volle Strom erreicht. In Fig. 16 ist dieses für Stickstoff dargestellt. Die untere Kurve ist sofort nach Füllung aufgenommen, die obere 24 Stunden später. Die Ursache liegt nach einer Erklärung von Palm¹⁾ in kleinsten Verunreinigungen des Gases, das sich durch die ständige

¹⁾ A. Palm, s. o.

Sprühentladung allmählich selbst reinigt. Ein Trocknen oder Filtern des Gases beim Einlassen hat keinen Einfluß darauf. Hat sich eine Gasfüllung einmal „gereinigt“, dann bleibt sie auch dauernd gut.

Dividiert man den gesamten Ladestrom durch das Doppelte der an dem oberen Abnehmer je Sekunde vorbeilaufenden Bandfläche, so erhält man die auf den beiden Bandhälften herrschende mittlere Ladungsdichte.

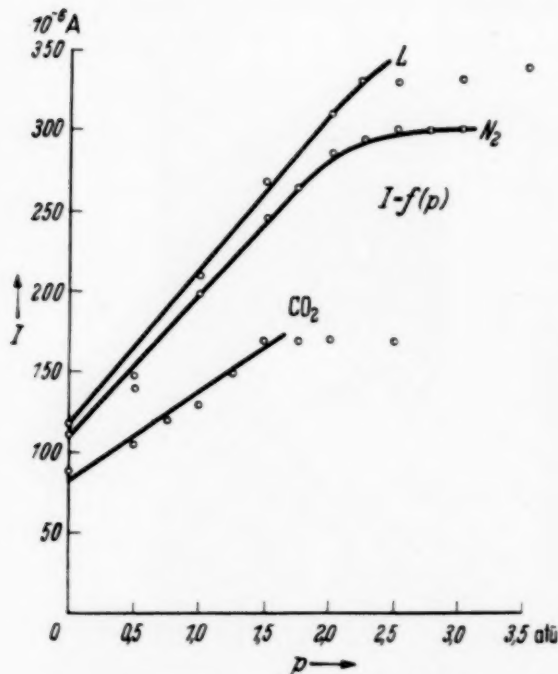


Fig. 15. Strom in Abhängigkeit vom Druck, für verschiedene Füllgase.

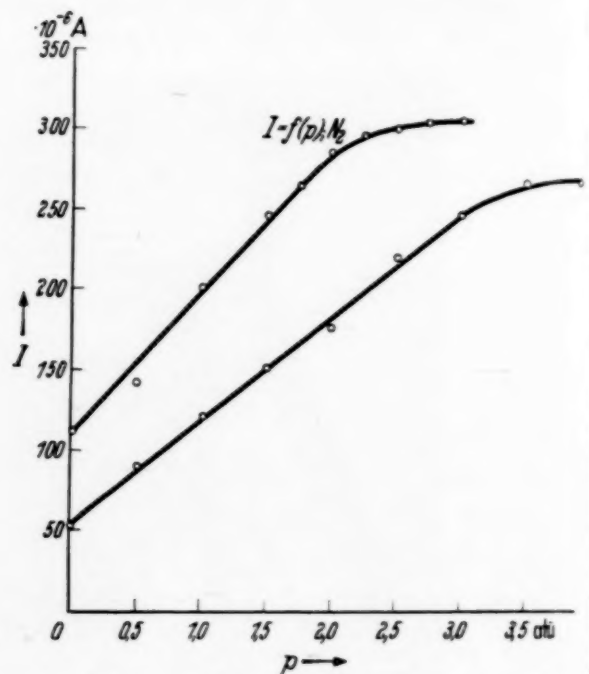


Fig. 16. Einfluß des Alters des Füllgases auf den Strom.

Vergleicht man diese Dichten, die man aus den Arbeiten der verschiedenen Autoren errechnen kann, untereinander und mit denen, die wir für unsere Maschinen erhalten, so kommt man zu folgendem Ergebnis:

Die größte erreichte Dichte hat der „Round-Hill-Generator“¹⁾, nämlich 4,8 egs/cm². Andere Autoren erhalten ähnliche Werte. Bei unserer Maschine offener Bauart ergibt sich 4,4 egs/cm². Die Durchbruchfeldstärke der Luft begrenzt das bei einseitiger Aufladung Mögliche auf 8,0 egs/cm².

Auf den im Preßgas laufenden Bändern erhält man nach derselben Rechnung bei 2,5 atü eine Dichte von 15,5 egs/cm².

Spannungsmessung.

Wesentlich schwieriger in der Ausführung war eine exakte Bestimmung der Spannung, und zwar sowohl hinsichtlich der Trägheitslosigkeit der

¹⁾ L. C. van Atta, D. L. Northrup, C. M. van Atta u. van de Graaff, Phys. Rev. **49**, 761, 1936.

Anzeige, als auch der Einhaltung einer Meßgenauigkeit von 3% über den gesamten Meßbereich, also von etwa 50 kV bis rund 1000 kV.

Da die Schwierigkeiten der Messung und die damit verknüpften Fehler bei derart hohen Spannungen erheblich steigen, wurde die Gültigkeit der bisher bekannten Methoden nicht vorausgesetzt. Es wurden zugleich zwei verschiedenartige Methoden benutzt, bei denen die bei Sprühvorgängen auftretenden Fehler im entgegengesetzten Sinn liegen mußten, und ihre Anzeigen miteinander verglichen.

1. Messung mit einem Widerstand. Als erstes wurde ein Hochohm-widerstand gebaut, wie er in Aufbau und Planung in den Fig. 10 und 14 zu sehen ist. Er besteht aus 800 Siemens-Carbowid-Widerständen von je 25 M Ω , die in Reihe geschaltet in 80 Windungen zu je 10 Stück auf Galalithstäbe aufgewickelt sind. Der in verschiedenen Stufen und bei verschiedenen Spannungen galvanometrisch gemessene Wert beträgt $2,00 \cdot 10^{10}$ Ohm (vgl. Genauigkeit in Tabelle). Die 80 Windungen sind auf einer Länge von 2 m untergebracht, während die abgewickelte effektive Widerstandslänge 24 m beträgt. Die Enden der Einzelwiderstände sind in Bleirohrstückchen so eingelötet, daß sie ohne vorstehende Kanten ineinander übergehen und die größte auftretende Krümmung die des Durchmessers der Widerstände selbst ist. Das ganze System der auf die Galalithstäbe aufgewickelten Widerstände ist in ein 2 m langes Pertinaxrohr von 20 cm Durchmesser gesteckt.

Messung in Stufen zu je	Spannung Volt (etwa)	Widerstand, oberer Teil $\cdot 10^8 \Omega$	Abweichung vom Mittel %	Widerstand, unterer Teil $\cdot 10^8 \Omega$	Abweichung vom Mittel %
3 Ringen	300	103,61	+ 0,8	97,01	- 0,2
6 „	400	102,51	- 0,3	96,75	- 0,4
9 „	460	102,41	- 0,4	97,77	+ 0,6
Mittel		102,8		97,1	
		Gesamt $19,99 \cdot 10^9 \Omega$			

Der Potentialabfall im Raum wird nah an der Hochspannungselektrode stärker sein, als weiter außen (Fig. 17, Kurve 1). Die Spannung fällt längs des Widerstandes bei Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes linear ab (Kurve 2). Um eine annähernde Angleichung beider Felder zu erreichen, wurde die Ganghöhe zwischen den Wendeln in den verschiedenen Abschnitten zwischen den Ringen verschieden groß gehalten, und zwar so, daß sie in der Nähe der Hochspannungselektrode wesentlich kleiner war, als im unteren Teil des Widerstandes, so daß der Potentialabfall, wie etwa in Kurve 3 skizziert, verlief. (Vernachlässigt bei dieser Betrachtung ist die Rückwirkung des

aufgeladenen Widerstandes auf die ursprüngliche, felderzeugende Hochspannungselektrode.)

2. *Messungen mit einem Rotationsvoltmeter.* Als zweite Meßart wurde eine Feldstärkenbestimmung durchgeführt, wie sie zuerst von Schwenkhagen¹⁾ bei der Entdeckung der Feldzunahme beim Blitzschlag verwendet wurde. Seitdem ist sie von den verschiedensten Autoren²⁾ zur Spannungsmessung herangezogen worden, und zwar derart, daß nach vorangegangener

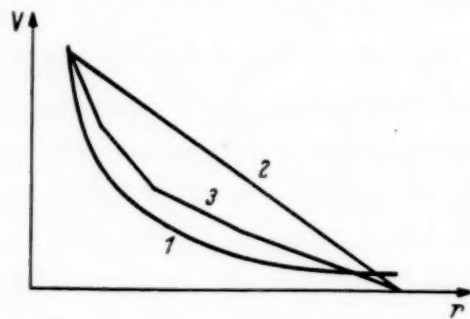


Fig. 17. Potentialabfall.

Kurve 1: Bei dem Fall der freischwebenden Kugel, Gang mit $1/r$.

Kurve 2: Längs eines Ohm'schen Widerstandes.

Kurve 3: Längs unseres, dem normalen Abfall im Raum angeglichenen Widerstandes.

Eichung in einem Teilbereich bis zu einem mehrfachen Betrag der Eichspannung extrapoliert wurde.

Das Prinzip ist folgendes: Ein aus zwei voneinander isolierten Hälften bestehender Metallzylinder dreht sich mit konstanter Drehzahl in einem elektrischen Feld. Die auf den Metallbelegen influenzierten Ladungen werden mit Bürsten und Kollektor oder Schleifringen abgenommen und einem Stromzeiger (eventuell über einen Röhrenverstärker) zugeführt. Der

angezeigte Strom ist der elektrischen Feldstärke an der betreffenden Stelle des Raumes proportional. Es gilt für den Strom:

$$i = 2 \cdot Q \cdot n, \quad (3)$$

wobei

Q = Ladung einer Schale,

n = Drehzahl je sec.

Bei festbleibender Anordnung kann unmittelbar auf Spannung geeicht werden. Extrapoliert man aber über den Eichbereich hinaus, etwa um das Fünffache, und steigen dabei die Absolutspannungen über einige 100 kV, so können Fehler durch Raumladungen die Messung erheblich fälschen, besonders durch in der Nähe befindliche Spitzen und Kanten, wenn das Rotationsvoltmeter ohne irgendwelche Abschirmungen angebracht ist.

Aus diesen Erwägungen heraus wurde letzteres so angebracht, daß sämtliche Konstruktionsteile durch eine Folienwand abgeschirmt waren; und um nachrechenbare Verhältnisse zu haben, der rotierende Zylinder so in dieser Ebene eingelassen, daß er genau zur Hälfte herausragte. In der

¹⁾ H. Schwenkhagen, Elektrizitätswirtschaft 1926/27, Juli 2/Nr. 413, S. 300. — ²⁾ P. Kirkpatrick, Rev. Scient. Instr. 3, 430, 1932; W. Bothe u. W. Gentner, ZS. f. Phys. 104, 685, 1937.

Achsenrichtung des Zylinders ist nach oben und unten die Abschirmung zunächst zylindrisch fortgesetzt, um dann allmählich in die Ebene überzugehen. Wie leicht abgeleitet werden kann, ergibt sich der dabei berechnbare Strom zu:

$$I = \frac{2n}{\pi^3} \cdot F \cdot |\mathcal{E}_0|, \quad \text{c. g. s.}, \quad (4)$$

wenn

n = Drehzahl/sec,

F = Fläche einer Zylinderhälfte,

E_0 = Feldstärke an der Oberfläche der Ebene.

Setzt man hier die Feldstärke ein, die sich aus den mit dem Ohmschen Widerstand ermittelten Spannungen berechnen, wenn man ein reines Punktfeld von der Kugelmitte bis zur Zimmerwand fortsetzt (also das Zimmer durch eine an dieser Stelle die Wand berührende Kugel ersetzt denkt), so erhält man um $1/4$ höhere Stromwerte als beobachtet wurden. Die Abweichung liegt im erwarteten Sinne.

Ausführung der Messungen.

Die Regelung der Spannung erfolgte durch Veränderung des Abstandes eines geerdeten Spitzenkammes (in Fig. 14 oben im Vordergrund zu sehen), eine Anordnung, die eine sehr empfindliche Regelung der Spannung zuläßt. Spannungsschwankungen konnten mit den verwendeten, sehr empfindlichen Instrumenten nicht festgestellt werden. Für verschiedene eingestellte Spannungswerte wurde gleichzeitig die Anzeige über den Widerstand und die des Rotationsvoltmeters abgelesen und graphisch die eine Anzeige als Abszisse, die andere als Ordinate aufgetragen. Das Ergebnis zeigt die Fig. 18. Es herrscht vollkommene Linearität zwischen den beiden. Daraus folgt, daß ein etwaiger Fehler in der Spannungsmessung für beide denselben Gang mit der Spannung besitzt. Schon danach ist wahrscheinlich, daß dieser Fehler Null ist. Zur näheren Untersuchung wurden folgende Versuche durchgeführt:

1. Zunächst wurde mit einem Starke-Schröder-Voltmeter der Bereich bis 150 kV absolut verglichen. Die hierbei gewonnenen Werte lagen rund 1% über der Anzeige des Widerstandes; bei einer Genauigkeit des Starke-Schröder-Voltmeters von 3% über den gesamten Meßbereich.

2. Nach den von Marx gemachten Ausführungen¹⁾ kann bei der von uns verwendeten negativen Aufladung der Hochspannungselektrode die Feldstärke in der Umgebung des Rotationsvoltmeters durch Raumladung nur geschwächt werden. Es müßte sich also ein zu kleiner Strom ergeben.

¹⁾ E. Marx, Arch. f. Elektrotechn. **24**, 61, 1930.

Umgekehrt würde ein Sprühen am Widerstand dort einen zu hohen Strom ergeben (vgl. 3). Die mit einsetzendem Sprühen zu erwartenden Abweichungen von der richtigen Anzeige liegen also bei den beiden Meßverfahren im entgegengesetzten Sinn. Sie müßten sich also in Fig. 18

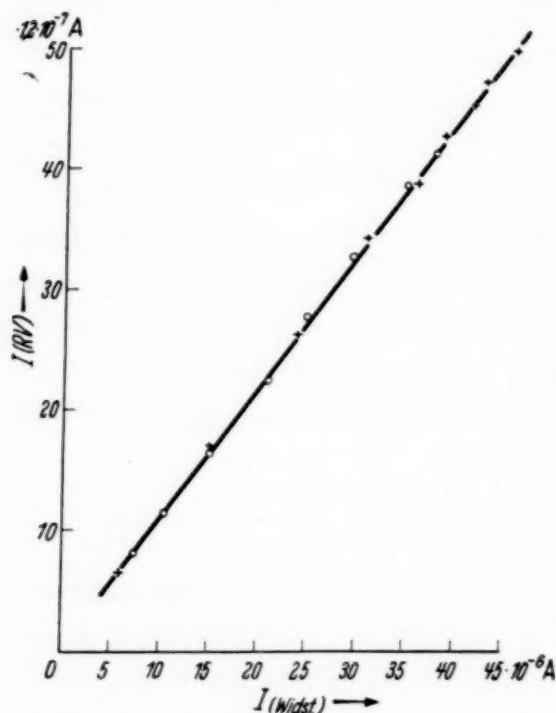


Fig. 18. Vergleich der beiden Spannungsmethoden.

durch Abweichen von der Proportionalität zwischen beiden Anzeigen geltend machen.

3. In das Pertinaxrohr, in dem sich der Widerstand befindet, wurden CCl_4 -Dämpfe eingesogen; damit steigt darin erwiesenermaßen die Durchbruchfeldstärke. Dadurch würde ein Sprühen, das längs des Widerstandes vorhanden sein und somit die Stromanzeige fälschend vergrößern könnte, zum mindesten verringert. (Findet ein Sprühen längs des Widerstandes nicht statt, sondern auf die Innenseite des Pertinaxrohres, in dem der Widerstand sich befindet, so fließt dieser Strom längs der Innenfläche des

Rohres herab und wird dort über einen zu diesem Zweck angebrachten Ring ebenfalls über das Instrument geleitet.) Es müßte also in Fig. 18 eine Abweichung von der Geraden stattfinden, da eine Änderung der Anzeige des Drehspannungszeigers nicht zu erwarten ist. Dergleichen ist innerhalb von 1,5% nicht beobachtet worden.

4. Nachdem das Pertinaxrohr wieder mit normaler Zimmerluft gefüllt war, wurde im Versuchszimmer CCl_4 verdampft. Bei einer nunmehr durchgeführten Spannungsmessung mußten wegen gesteigerter Durchbruchfeldstärke im Außenraum die Fehler des Drehspannungszeigers, hervorgerufen durch Sprühen und Raumladung, vermindert werden bzw. erst bei noch höherer Spannung auftreten. Auch bei diesem Versuch zeigte sich keinerlei Abweichung von der ursprünglich gefundenen Geraden.

5. Das Innere des Pertinaxrohres und der Außenraum wurden zugleich mit CCl_4 -Dämpfen versetzt; auch hierbei änderten sich die Meßergebnisse nicht.

Aus diesen mehrfach wiederholten Versuchen konnte geschlossen werden, daß beide Anzeigen die Spannung richtig wiedergeben. Als

Höchstspannungen wurden gemessen: Bei normaler Zimmerluft 750 kV, bei mit CCl_4 versetzter Atmosphäre 950 kV. Die Spannung findet ihre Grenze bei Einsetzen von Überschlägen zur Decke (Abstand 65 cm) und vereinzelt auch zum Fuß des Generators.

Der größte Meßstrom über den Hochohmwiderstand beträgt $50 \cdot 10^{-6}$ Amp. Er wird gemessen mit einem Siemens-Milliamperemeter im Meßbereich 0,3 mA und gleichzeitig mit einem Siemens-Zeigergalvanometer von 370 mV und 830 Ohm. Ein gleiches Instrument wird auch zur Messung des Stromes des Rotationsvoltmeters benutzt. Die Genauigkeit der Anzeige ist 2 bis 3%.

Zusammenfassung.

An einem elektrostatischen Generator offener Bauart mit Bandtransport, der mit reiner Selbsterregung arbeitet, werden die Betriebskurven beobachtet und die Bedingungen für günstigstes Arbeiten aufgestellt.

Nachdem genügend Erfahrungen vorliegen, wird ein Apparat gebaut, bei dem unter Beibehaltung der Selbsterregung die Transportbänder in komprimiertem Gas laufen, um damit zu erhöhtem Ladungsstrom zu gelangen. Dies gelingt; die wesentlichen Züge der Konstruktion werden mitgeteilt.

Der Ladestrom steigt wie erwartet proportional dem Druck des Füllgases. Die Eignung verschiedener Füllgase wird geprüft; dabei erweist sich einfache Preßluft als am besten.

Die erreichte Spannung wird an einem Ohmschen Widerstand gemessen; das einwandfreie Arbeiten der Methode wird auf verschiedenen Wegen, u. a. durch Vergleich mit einem statischen Feldmeßgerät, gesichert. In dem zur Verfügung stehenden Zimmer werden in reiner Luft 750 000 Volt, bei Anwesenheit von CCl_4 -Dampf 950 000 Volt erreicht.

Herrn Prof. Dr. W. Kossel möchte ich hiermit lebhaft danken. Der Bau des Apparates im Institut wurde durch Unterstützung der Helmholtz-Gesellschaft, sowie durch weitgehendes Entgegenkommen und Schenkungen der deutschen Firmen: Hartmann & Braun, Siemens, Vereinigte Deutsche Metallwerke, Gebr. Mac (Esslingen), Meirowsky & Co., Telefunken, Danziger Werft, ermöglicht. Ihnen allen möchte ich meinen Dank aussprechen.

Danzig-Langfuhr, Physikal. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig,
Februar 1938.

Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung (Osram).]

Die Leuchtdichtevertellung im Lichtbogen der Hochdruckentladung in Quecksilberdampf.

Von Fritz Rößler in Berlin.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 29. Juni 1938.)

An dem UV-Normal wurde die Strahldichte quer zum Entladungsbogen gemessen. Die Messungen wurden für Linien und kontinuierliche Strahlung ausgeführt. Eine auffällige Verteilung für die Kontinuumsstrahlung wird erklärt durch Fluoreszenzanregung. Auf Fehlerquellen bei spektralen Messungen wird hingewiesen.

Im Laufe von Untersuchungen an dem UV-Normal nach Krefft, Rößler und Rüttenauer¹⁾ wurde die relative Leuchtdichte der Entladung für verschiedene Wellenlängen quer zur Richtung des Bogens gemessen²⁾. Bei dieser Messung wurde der Lichtbogen mit einem Quarzflußspatachromaten auf dem Spalt eines Zeiss-Ultraviolett-Monochromators, im Verhältnis 2,5 : 1 verkleinert, abgebildet. Die für die jeweils eingestellte Wellenlänge aus dem Austrittsspalt tretende Strahlung wurde mit Na-Photocelle und Verstärker³⁾ gemessen. Die Lampe wurde schrittweise mit einer Mikrometerschraube um $\frac{1}{4}$ mm in Richtung senkrecht zur optischen Achse und senkrecht zum Entladungsbogen verschoben. Dadurch kamen immer neue Teile des Entladungsbogens an die dem Spalt durch Abbildung zugeordnete Stelle.

Messungen im Linienspektrum. Es wurden Messungen ausgeführt für die Hg-Linien 5770/90, 5461, 4358 und 3650/63. Die sich dabei ergebenden Werte der Leuchtdichte bzw. Strahldichte⁴⁾ sind in Fig. 1 in Abhängigkeit vom Achsenabstand dargestellt. Die Lage der Rohrwandung ist durch

¹⁾ H. Krefft, F. Rößler u. A. Rüttenauer, ZS. f. techn. Phys. **18**, 20, 1937. — Es handelt sich um eine Hochdruck-Quecksilberlampe aus Quarzglas, die in senkrechter Lage mit 250 Watt Gleichstrom gebrannt wird (135 Volt Lampenspannung, 1,85 Amp. Stromstärke, Dampfdruck rund 1,5 Atm.) — ²⁾ Gleichzeitig und unabhängig hat E. Fischer im Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin Messungen ähnlicher Art ausgeführt, über die inzwischen in der Physikalischen Zeitschrift berichtet worden ist. E. Fischer u. H. König, Phys. ZS. **39**, 313, 1938. — ³⁾ H. Krefft u. M. Pirani, ZS. f. techn. Phys. **14**, 393, 1933. — ⁴⁾ Gemäß der Bezeichnungsweise der Fachgruppe „Strahlenkunde“ der DLTG. wird unter Strahldichte die von der Flächeneinheit des strahlenden Körpers in einer bestimmten Richtung abgestrahlte Leistung (in Watt je Raumwinkeleinheit und je cm²) verstanden. Die Größe entspricht im sichtbaren Gebiet der Leuchtdichte.

Pfeile angegeben. Der Maximalwert in der Rohrachse wurde jeweils gleich 100 gesetzt. Es wurden für jede Linie die Messungen zweimal ausgeführt. Die Ergebnisse stimmten jedoch völlig überein, da die Lampe sehr konstant brannte. Aus Fig. 1 ist zu entnehmen, daß der Abfall nach der Rohrwandung um so steiler ist, je höher der Ausgangsterm der Linie liegt. Dieses Verhalten ist auf Grund der thermischen Bogentheorie¹⁾ zu erwarten.

Bei praktischen Strahlungsmessungen muß man daher einen Unterschied machen zwischen Messungen mit und ohne Abbildung auf dem Spalt

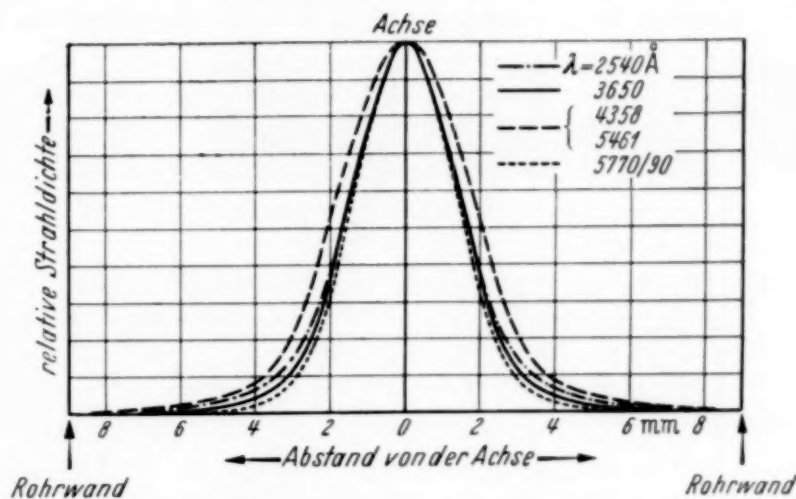


Fig. 1. Strahldichteverteilung verschiedener Serienlinien.

eines Monochromators und den Gesamtstrahlungsmessungen mit Filtern und Strahlungsempfängern auf der optischen Bank, worauf auch bereits von Fischer²⁾ hingewiesen wurde. Bei Gesamtstrahlungsmessungen erfaßt man die ganze Fläche der Fig. 1 und bekommt damit ein eindeutiges Maß für die in der Linie abgestrahlte Leistung. Bei dem Arbeiten vor dem Spalt eines Monochromators erhält man nur dann hiermit vergleichbare Werte, wenn man ohne Abbildung arbeitet und der Abstand der Lampe vom Spalt mindestens so groß ist, daß die gesamte Bogenbreite von dem Öffnungskegel aufgenommen wird, der von Kollimatorobjektiv und Spalt gebildet wird. (Ein Abschneiden des Bogens in der Längsrichtung ist unwesentlich und nicht vermeidbar.) Ein solches Arbeiten wird für das UV-Normal wie überhaupt für alle Gasentladungslampen vorzuziehen sein³⁾. Bildet man dagegen den Lichtbogen auf den Spalt ab, so trägt nur

¹⁾ W. Elenbaas, *Physica* **1**, 673, 1934; H. Hörmann, *ZS. f. Phys.* **97**, 539, 1935. — ²⁾ E. Fischer, *ZS. f. techn. Phys.* **18**, 336, 1937. — ³⁾ Statt dieses Verfahrens kann man auch einen MgO-Schirm in einem Winkel direkt vor den Spalt stellen und den Schirm mit der Lampe beleuchten.

ein je nach der Spaltweite verschieden breiter Teil des Entladungsbogens zur Strahlung bei und es ergeben sich andere spektrale Energieverteilungen. Die (a. a. O.) über das UV-Normal angegebene relative spektrale Energieverteilung wurde mit Abbildung auf den Spalt gewonnen (die vordere Spaltweite des Monochromators entsprach einem Erfassen von etwa 0,25 mm Breite in der Gegend der Bogenmitte). Daher rührt wohl der Unterschied dieser spektralen Energieverteilung zu der von Fischer (a. a. O.) gemessenen.

Messungen am Kontinuum. Die Messungen der Querverteilung der Leuchtdichte wurden weiter ausgedehnt auf das kontinuierliche Spektrum

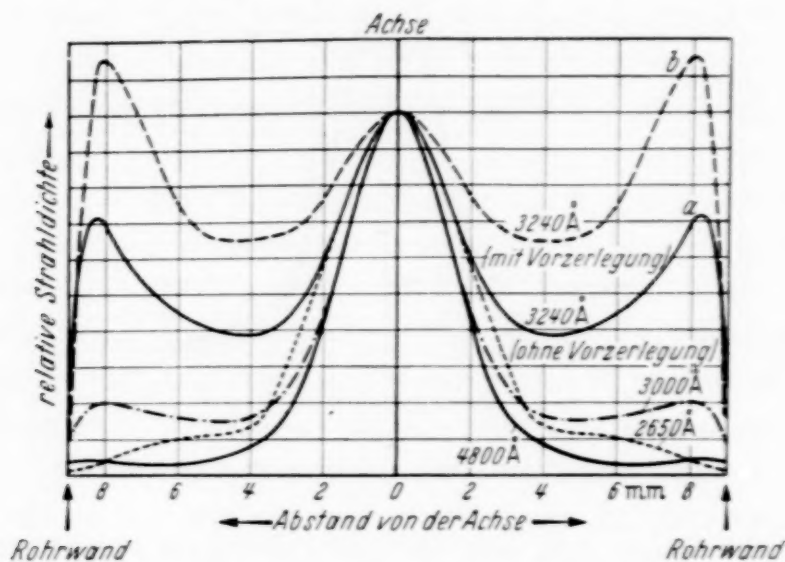


Fig. 2. Strahldichtevertellung im kontinuierlichen Spektrum.

des Hg-Bogens. Zunächst wurde das Kontinuum in der Gegend bei 3240 Å gemessen. Dabei ergab sich nun ganz im Gegensatz zu den untersuchten Linien ein nochmaliges Ansteigen der Kontinuumsleuchtdichte in der Nähe der Wand. Anfangs hielten wir diesen Verlauf für vorgetäuscht durch Streulicht vom Linienspektrum. Es wurde daher mit einem spektralen Vorzerleger mit Quarzprisma und außerdem mittels Filtern¹⁾ das Spektrum gereinigt, so daß wirklich nur Strahlung des Spektralbereiches um 3240 Å vorhanden war. Dabei ergab sich der gleiche Verlauf der Querverteilung der Strahldichte (Fig. 2). Nur dadurch, daß das sich in der Mitte am stärksten auswirkende Streulicht fortgenommen wurde, wurden die Spitzen an der Wand erhöht, wie Kurve *b* gegenüber *a* zeigt. Entsprechende Messungen (allerdings ohne Vorzerlegung, aber teilweise unter Benutzung geeigneter Filter) wurden ausgeführt für die Kontinua bei

¹⁾ H. Krefft u. F. Rößler, ZS. f. techn. Phys. **17**, 479, 1936.

3000, 2650 und 4800 Å¹⁾. Dabei zeigte es sich, daß das Kontinuum bei 3240 Å bei weitem den stärksten Anstieg hatte (siehe Fig. 2). Daß in der Nähe der Wand die Kontinuumsstrahlung, und zwar besonders die von 3240 Å sehr viel stärker als die Linienstrahlung ist, kann man schön erkennen aus den beiden gegenübergestellten Spektralaufnahmen in Fig. 3. Die obere Aufnahme rührt her von Strahlung aus der Mitte, die untere aus den Randpartien der Lampe (dabei war der mittlere Teil der Lampe durch

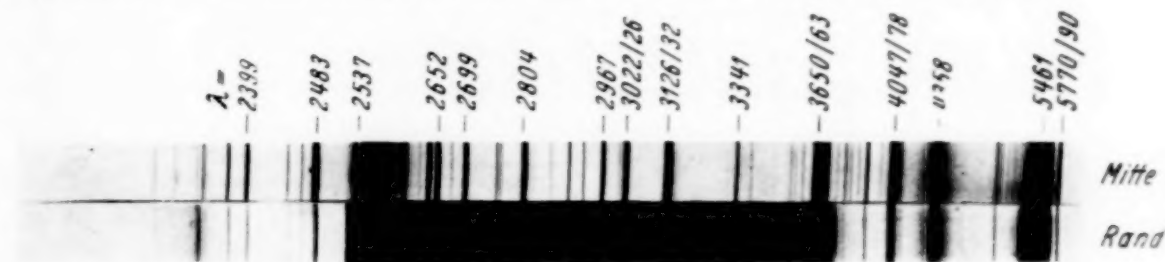


Fig. 3. Spektrum der Bogenmitte und des Bogenrandes.

ein 13 mm breites Eisenblech abgeschirmt). Beide Aufnahmen wurden gemacht mit einem UV-Spektrographen der Firma Halle (mit einer Spaltweite von 0,05 mm und verschiedener Belichtungszeit).

Das starke Ansteigen des Kontinuums bei 3240 Å in der Nähe der Wand wurde weiter untersucht. Zunächst zeigte sich, daß auch andere Lampen (z. B. der Quarzbrenner ohne Hülle der Type Hg Q 500²⁾ die gleiche Erscheinung, wenn auch etwas schwächer, aufweist, dagegen verlief das Kontinuum der kugelförmigen Quecksilber-Höchstdrucklampe (Hg B 500)³⁾ kaum anders als das einer Linie. Mit dem UV-Normal wurden verschiedene Versuche angestellt⁴⁾. Wechselstrom- und Gleichstrom-

¹⁾ Auch im Kontinuum bei 6500 und 7900 wurde gemessen, jedoch eine Kurvenform vom Typus der in Fig. 1 angegebenen gefunden. Falls dieses Ergebnis nicht durch Streulicht vorgetäuscht ist, verhält sich also das rote Kontinuum anders als alle anderen untersuchten. In der Gegend von 2537 wurde im kontinuierlichen Gebiet die Querverteilung gemessen (Fig. 1). Dabei ergab sich auch eine Verteilung in der Art einer Spektrallinie. Daher ist diese Kurve in Fig. 1 dargestellt. — ²⁾ H. Krefft, K. Larché u. M. Reger, Handb. d. Lichttechnik I, Berlin 1938, S. 185. Die Lampe brannte hängend an Wechselstrom mit 125 Volt, 1,1 Amp., 120 Watt, Dampfdruck etwa 5 Atm. — ³⁾ R. Rompe u. W. Thouret, ZS. f. techn. Phys. **17**, 377, 1936. Die Lampe brannte stehend an Wechselstrom mit 90 Volt, 5,5 Amp., 500 Watt, Dampfdruck rund 35 Atm. — ⁴⁾ Mit einem mit H₂O gefilterten Thermoelement wurde die Gesamtstrahlung eines Normals gemessen, einmal im gewöhnlichen Zustande, dann nachdem die Mitte der Lampe durch einen Blechstreifen von 8 bzw. 13 mm Breite ausgeblendet war. Die Ausschläge verhielten sich wie 100 : 7 : 3. Diese Zahlen geben nur einen oberen Grenzwert für den Wandanteil der Kontinuumsstrahlung an, da dieser Wert durch Streulicht der Quarzwandung und reflektierte Strahlung des Blechstreifens stark gefälscht sein kann.

betrieb ergaben kaum einen Unterschied. Ebenso spielte es auch keine Rolle, ob bei senkrechtem Bogen die Querverteilung oben, in der Mitte oder unten gemessen wurde (es ist also kein Einfluß von Konvektion vorhanden). Von sehr großem Einfluß auf die Form der Kurve war dagegen eine veränderte Strombelastung der Lampe. Dabei änderte sich die Kurvenform in dem Sinne, daß relativ zur Mitte der seitliche Anstieg um so geringer

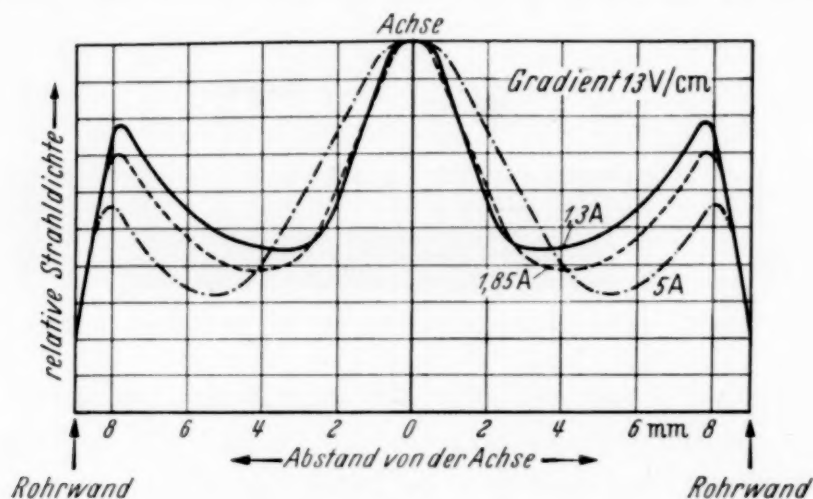


Fig. 4. Strahldichteverteilung für 3240 Å bei verschiedener Stromstärke.

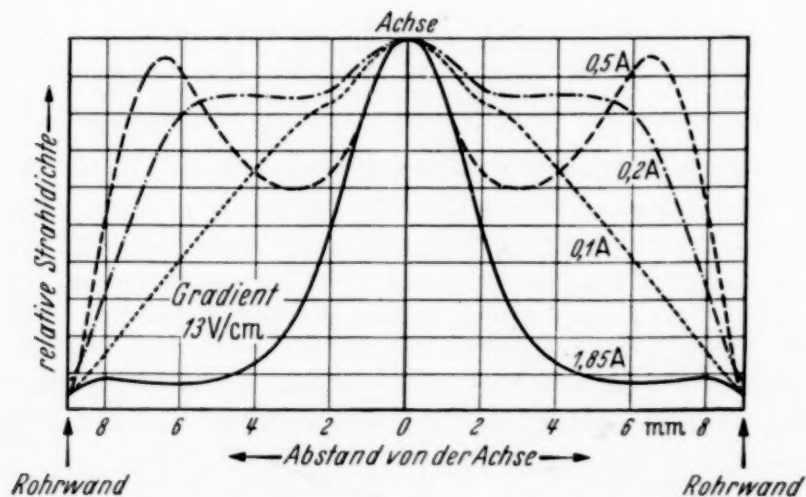


Fig. 5. Strahldichteverteilung für 3240 Å bei verschiedener Stromstärke (eingebaute Lampe).

wurde, je größer die Stromstärke der Entladung war, wie aus Fig. 4 zu ersehen ist. Wollte man die Lampe mit noch geringerer Stromstärke als 1,3 Amp. betreiben, so mußte sie eingebaut (bis auf eine Öffnung mit Asbestpappe umgeben) werden bzw. späterhin von außen geheizt werden, damit stets alles Hg verdampft war. Die dabei erhaltenen Verteilungen sind in Fig. 5 dargestellt. Auffallend ist, daß die Verteilung für 1,85 Amp. im eingebauten Zustand eine andere ist als im uneingebauten (Fig. 4). Die

Verteilung der Fig. 5 bei dieser Stromstärke nähert sich der bei 4800 Å gefundenen an. Erst bei geringeren Stromstärken bildet sich der starke Anstieg aus, der bei noch geringeren Stromstärken allmählich wieder abnimmt. Das Minimum zwischen den beiden Spitzen verschwindet mehr und mehr und die Kurvenform nähert sich der für Linien gemessenen an.

Deutung der Meßergebnisse. Bei der Deutung der gemessenen Verteilung ist zunächst zu beachten, daß nach dem Rande hin die zur Ausstrahlung beitragende Schichtdicke geringer wird. Außerdem kommt die Wirkung der Quarzwandung hinzu, die eine Verzerrung der Abszisse (Abstand von der Achse) besonders in der Nähe der Wand bewirkt. Rechnet man mit dem geometrischen Maß der Schichtdicke, so ergibt sich, bezogen auf gleiche Dicke der strahlenden Schicht, für die 3240 Å-Kurve der Fig. 4 vom Minimum ab in Richtung zur Wand ein stetiger Anstieg der Strahldichte sogar über den Wert hinaus, den die Strahldichte in der Rohrmitte annimmt.

Die kontinuierliche Strahlung bei 3240 Å wird ausgestrahlt von dem angeregten Hg-Molekül. Das unangeregte Hg-Molekül besitzt eine sehr geringe Dissoziationsenergie, so daß bei den vorliegenden Temperaturen gar keine unangeregten Moleküle bestehen können. Anders ist es dagegen mit den angeregten Molekülen. Bei der Diskussion beschränken wir uns auf die Kontinua bei 3300 und 4800 Å. Das erste entspricht dem angeregten Molekülzustand $6^1S + 6^3P_1$, das zweite dem Zustand $6^1S + 6^3P_0^1$. Diese Molekülzustände entstehen in unserem Falle bei dem Zusammenstoß eines angeregten mit einem nicht angeregten Hg-Atom. Die Häufigkeit dieser Zustände ist daher proportional dem Produkt aus der Zahl der angeregten und der Zahl der unangeregten Atome. Die Zahl der unangeregten Atome, die proportional der Gasdichte ist, nimmt von der Rohrmitte in Richtung der Wand zu, da die Temperatur dort geringer wird. Die Anregung von Atomen kann geschehen durch Temperatur. Die Zahl dieser angeregten Atome nimmt von der Bogenmitte nach der Wand zu exponentiell ab. Die ausgesandte Strahlung hängt ab von der Zahl der angeregten Moleküle vermindert um die auftretenden Verluste. Da ein direkter Übergang von Anregungs- in kinetische Energie beim Stoß zweiter Art sehr unwahrscheinlich ist, dürften bei einem solchen Stoß eines normalen Hg-Atoms gegen ein angeregtes Hg-Molekül im wesentlichen nur Änderungen der Kernschwingungsenergie auftreten. Da andererseits die Energie in Wandnähe größenordnungsmäßig $\frac{1}{10}$ Volt beträgt, können Änderungen der Kernschwingungsenergie im Betrage von etwa 1 Volt, die zur Dissoziation notwendig wären, nur selten vorkommen. Die Zahl der für eine Dissoziation

¹⁾ W. Finkelburg, Kontinuierliche Spektren, Berlin 1938.

wirksamen Stöße ist proportional der Energie, d. h. proportional T , andererseits aber proportional der Stoßzahl, d. h. p/\sqrt{T} , die wegen des über dem Rohrquerschnitt konstanten Druckes proportional $1/\sqrt{T}$ ist. Die Zahl der Dissoziationen nimmt also nach der Bogenmitte hin mit $T/\sqrt{T} = \sqrt{T}$ zu. Da die Temperaturen¹⁾ von Wand und Mitte des Bogens sich etwa wie 6 : 1 verhalten, ist die Zahl der Dissoziationen in der Bogenmitte zwei- bis dreimal häufiger als am Rand. Eine solche Dissoziationsabnahme genügt aber selbst zusammen mit der Dichtezunahme der unangeregten Atome nach der Wand hin nicht, den exponentiellen Abfall der thermischen Anregung zu kompensieren und den beobachteten Wiederanstieg der Strahlung in Wandnähe zu erklären. Es muß vielmehr die Fluoreszenzanregung zur Erklärung herangezogen werden.

Für die Anregung durch Fluoreszenz kommt im Falle unserer Kontinua nur die Absorption von 2537-Strahlung in Frage, und zwar nur der Strahlung, die der Linienmitte entspricht. Der Abfall dieser Strahlung über den Rohrquerschnitt ist schwer genau anzugeben, da hier Reabsorption und damit Strahlendiffusion eine große Rolle spielen. Auf jeden Fall wird der Abfall eine größere Halbwertsbreite haben als der der Serienlinien in Fig. 1. Ist die Halbwertsbreite groß genug, so ist es durch Zusammenwirken mit der Dichteabhängigkeit der unangeregten Atome vorstellbar, daß die Verteilung des Kontinuums in Wandnähe einen Maximalwert besitzt, wie wir ihn für 3240 Å beobachtet haben.

Daß für 4800 Å dieses Maximum nur schwach angedeutet ist, hängt damit zusammen, daß die Bildung des 6^3P_0 -Zustandes nicht durch reine Fluoreszenz stattfinden kann, sondern daß der durch Absorption von 2537-Strahlung gebildete 6^3P_1 -Zustand erst durch Stoß in den 6^3P_0 -Zustand überführt werden muß. Dieser zusätzlich sich einschaltende Stoßprozeß bedeutet eine Verringerung der Wahrscheinlichkeit für die Emission der Bande 4800. Damit hängt es auch zusammen, daß die kontinuierliche Strahlung pro Å über den gesamten Rohrquerschnitt genommen für 3300 Å rund das Zehnfache derjenigen für 4800 Å beträgt¹⁾. Der Anteil der durch Fluoreszenz angeregten Strahlung tritt für 4800 Å also zurück gegenüber dem durch Temperaturanregung entstandenen Anteil. Daher die geringe Strahldichte in der Wandnähe.

Gehen wir nun zur Erklärung der beobachteten Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen über, so liegt es nahe, der Wandtemperatur einen wichtigen Einfluß bei der Änderung der beobachteten Querverteilung zuzuschreiben. Die Stromstärkeabhängigkeit würde sich dann auswirken

¹⁾ W. Elenbaas, *Physica* **1**, 211, 1933.

auf dem Umwege einer Temperaturänderung der Wandung. Dagegen spricht aber, daß bei einer Wandtemperatur von rund 800°K ¹⁾ eine Änderung von vielleicht 100° zu wenig ins Gewicht fällt. Sowohl Dichte als Temperaturanregung werden dabei nur unwesentlich geändert. Eine direkte Dichteeinwirkung kann also nicht in Frage kommen. Auch eine katalytische Wirkung der Wand ist nicht recht einzusehen, da sich eine solche nur in der Wandnähe auswirken würde. Es muß vielmehr zur Erklärung der beobachteten Temperaturabhängigkeit eine andere Erscheinung herangezogen werden. Für die Anregung der Fluoreszenz ist außerordentlich wichtig die Form der anregenden Linie. Nun haben Rompe und Schulz bei ihren Messungen an Linienbreiten²⁾ beobachtet, daß die Selbstumkehr der Linien so empfindlich gegen Änderungen der Versuchsbedingungen ist, daß es kaum möglich ist, in einer Hochdruckentladung die Form der selbstumgekehrten Linie zu reproduzieren. Es ist nun ohne weiteres denkbar, daß eine Temperatur- und damit Dichteerhöhung des Dampfes in Wandnähe die Selbstabsorption und Selbstumkehr der 2537-Linie zurückdrängt und damit den Fluoreszenzanteil der Kontinuumsstrahlung erniedrigt. Dazu paßt gut die Beobachtung, daß die Hg Q 500-Lampe ein schwächeres Ansteigen und die Hg B 500-Lampe infolge ihrer hohen Dichte überhaupt keinen Anstieg des Kontinuums in Wandnähe mehr besitzt.

Die vorgeschlagene Deutung des Wandkontinuums kann sinngemäß auch auf das Kontinuum in der Umgebung von 2600 Å übertragen werden, da es sich hier nur um ein anderes Bandensystem (Nr. 6)³⁾ desselben Molekülzustandes $6^1S + 6^3P_1$ handelt. Im Gegensatz hierzu verdankt die bei 6500 und 7900 Å gemessene Kurvenform nicht der Fluoreszenz ihr Entstehen, sondern ist allein durch Temperaturanregung bedingt, was sich durch die Übereinstimmung mit der für Serienlinien gefundenen Form andeutet. Man wird also schließen müssen, daß das Kontinuum im roten Gebiet und damit das Grundkontinuum, das sich über die gesamten Wellenlängengebiete des Hg-Bogens erstreckt¹⁾ die gleiche Anregungsursache wie die Spektrallinien hat. Ob es sich hier um ein Atomkontinuum (z. B. Rekombination) oder um ein thermisch angeregtes Molekülkontinuum handelt, das durch den Übergang zwischen zwei angeregten Molekülzuständen entsteht, muß dabei allerdings noch offen bleiben.

Berlin, Studiengesellschaft f. elektr. Beleuchtung (Osram), Januar 1938.

¹⁾ F. Rößler, erscheint demnächst. — ²⁾ R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. 108, 654, 1938. — ³⁾ W. Finkelburg, a. a. O.

Die Rutherford-Streuung mit Berücksichtigung der Ausstrahlung.

Von W. Braunbek und E. Weinmann in Tübingen.

(Eingegangen am 6. Juli 1938.)

Ein Vergleich verschiedener von Mott, Sommerfeld und Scherzer, Bethe und Heitler erhaltener Formeln für den Wirkungsquerschnitt bei der Kernstreuung mit Ausstrahlung, die untereinander übereinstimmen, mit einer neuerdings von Bloch und Nordsieck nach einer anderen Näherungsmethode erhaltenen Formel zeigt, daß die früheren Formeln aus dem Ergebnis von Bloch und Nordsieck hervorgehen, wenn man das letztere in eine Potenzreihe nach der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstanten α entwickelt, und nach dem linearen Glied abbricht. Es wird dabei sehr anschaulich, warum trotz dieser engen Verknüpfung beider Ergebnisse die Methode von Bloch und Nordsieck die sogenannte Ultrarotkatastrophe vermeidet, die in den früheren Formeln enthalten ist. Die Umgehung der Ultrarotschwierigkeit erlaubt nun auch die Berechnung der Korrektur, welche die Rutherfordsche Winkelverteilung durch die Strahlung erleidet, wobei allerdings eine nach dieser Methode unvermeidliche Unsicherheit an der oberen Grenze des Frequenzspektrums in Kauf genommen werden muß. Die durch die Strahlung bedingte relative Korrektur an der Rutherford-Formel ist von der Größenordnung $\alpha\beta^2$, also außerordentlich klein.

I. Die verschiedenen Streuformeln.

Wird ein bewegtes, geladenes Teilchen (Elektron, Proton) an einem einzelnen, ruhenden Kern gestreut, so ergibt sich bekanntlich, falls der Energieverlust des Teilchens durch Strahlung vernachlässigt wird, bei nicht-relativistischer Rechnung nach punktmechanischer wie auch wellenmechanischer Rechnungsweise gleichermaßen die Rutherfordsche Streuformel. Nach ihr ist der Wirkungsquerschnitt eines ruhenden Kerns der Ladung Ze dafür, daß ein Teilchen der Masse m , der Ladung e und der Geschwindigkeit v in ein Raumwinkelement $\sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ unter dem Ablenkungswinkel ϑ gegen seine ursprüngliche Richtung gestreut wird:

$$d\Phi_0 = \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \frac{\sin\vartheta d\vartheta d\varphi}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (1)$$

Auf Grund der Diracschen Strahlungstheorie ist von Mott¹⁾, Sommerfeld²⁾ und Scherzer³⁾, Sauter⁴⁾, Bethe und Heitler⁵⁾ das Problem dahin erweitert worden, daß ein Energieverlust

$$\frac{m}{2}(v^2 - v'^2) = \hbar\omega \quad (2)$$

¹⁾ N. F. Mott, Proc. Cambr. Phil. Soc. **27**, 255, 1931. — ²⁾ A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **11**, 257, 1931. — ³⁾ O. Scherzer, ebenda **13**, 137, 1932. — ⁴⁾ F. Sauter, ebenda **18**, 490, 1933 und **20**, 404, 1934. — ⁵⁾ H. Bethe u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 83, 1934.

für die Teilchen angenommen wurde, der durch Ausstrahlung eines Quants der Kreisfrequenz ω zustande kommt. (v' Geschwindigkeit nach dem Stoß; $2\pi\hbar = h$ Plancksches Wirkungsquantum.)

Nach Mott (l. c.) wird in diesem Falle der Wirkungsquerschnitt dafür, daß das Teilchen in das Raumwinkelement $\sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ gestreut wird, und dabei einen Energieverlust zwischen $\hbar\omega$ und $\hbar(\omega + d\omega)$ erleidet, welchem ein ausgestrahltes Quant aus diesem Bereich entspricht:

$$d\Phi_1 = \frac{32}{3\pi} \alpha \beta^2 \left(\frac{Ze^2}{2mv^2} \right)^2 \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{\sin\vartheta d\vartheta d\varphi}{\frac{v}{v'} + \frac{v'}{v} - 2\cos\vartheta} \quad (3)$$

wo

$$\beta = \frac{v}{c} \text{ und } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist.

Die Formel (3) von Mott gilt allerdings nur in der Näherung, wie

$$\beta \gg \alpha Z$$

ist, also nur für *große* Teilchengeschwindigkeiten. Da andererseits wegen der nichtrelativistischen Rechnung bei Mott $\beta \ll 1$ sein muß, bleibt für β nur ein sehr schmaler Bereich, etwa um 10^{-1} herum, und auch dies nur, wenn Z von der Größenordnung 1 ist. Da ferner bei den Rechnungen der Kern als feststehend betrachtet wird, muß die stoßende Masse selbst gegen solch leichte Kerne klein sein, d. h. es können nur Elektronen in Frage kommen.

Die Mottsche Formel gilt also einigermaßen für Elektronen eines bestimmten Geschwindigkeitsbereichs um etwa $c/10$ herum, die an einem leichten Kern gestreut werden. Außerhalb dieser Begrenzungen vermag sie nur noch die Größenordnung zu liefern.

Eine ähnliche Beschränkung gilt für das Ergebnis von Sauter (l. c.) und Bethe und Heitler (l. c.), die nach einer etwas anderen Methode, und zwar relativistisch, rechnen, wodurch die obere Begrenzung von β in Fortfall kommt. Bethe und Heitler errechnen den Wirkungsquerschnitt auch noch differenziert auf eine bestimmte Richtung des ausgestrahlten Quants. Durch Integration über alle Möglichkeiten dieser letzteren Richtung bei festgehaltener Richtung des gestreuten Teilchens (wozu zunächst eine Koordinatentransformation nötig ist, da Bethe und Heitler andere

¹⁾ Die ursprüngliche Mottsche Formel ist hier noch mit 2 multipliziert, um den beiden Polarisationsmöglichkeiten des Quants Rechnung zu tragen.

Winkel zur Festlegung der Richtungen verwenden) und Spezialisierung auf den nicht relativistischen Fall kann man auch aus ihrem Resultat die Mottsche Formel (3) erhalten ¹⁾.

Scherzer (l. c.), auf einer Arbeit von Sommerfeld (l. c.) fußend, rechnet nichtrelativistisch, führt dagegen seine Rechnungen nicht nur in der Bornschen Näherung durch, so daß bei ihm die Beschränkung auf große β wegfällt. Sein Resultat läßt sich mittels Gaußscher hypergeometrischer Reihen mit komplexen Argumenten ausdrücken. Für $\beta \gg \alpha Z$ lassen sich für diese Reihen einfache Näherungsausdrücke angeben, die für den Wirkungsquerschnitt dann ebenfalls auf das Mottsche Resultat führen.

Die genannten Arbeiten führen also unter den angegebenen Einschränkungen gemeinsam auf die Formel (3) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt *mit* Strahlung. Dieser steht zu dem Rutherfordschen Wirkungsquerschnitt (1) in folgendem Verhältnis:

Formel (1) stellt die Winkelverteilung dar, welche die *stationären* Teilchenbahnen (für die die Ausstrahlung exakt Null ist) nach Passieren des Kerns (in großer Entfernung) haben, wenn sie vor Passieren des Kerns (in großer Entfernung) ein paralleles, homogenes Büschel bilden.

Beim Passieren des Kerns führen aber einige Teilchen *spontane Sprünge* auf energieärmere Bahnen aus, wobei die Energiedifferenz als Lichtquant ausgestrahlt wird. Die Winkelverteilung dieser durch Sprünge, und zwar durch Sprünge einer ganz bestimmten Größe $\hbar\omega$, erreichten Bahnen weit hinter dem Kern stellt Formel (3) dar.

Sucht man also die Winkelverteilung der Teilchen in großer Entfernung hinter dem Kern zu berechnen, ohne Rücksicht darauf, ob und wie viel sie Energie verloren haben, so hat man hierfür zunächst einmal die stationären Bahnen zu nehmen, d. h. Formel (1). *Dazu* kommen die Bahnen, die durch Sprünge erreicht werden, d. h. ein Integral über (3) über alle möglichen Energieverluste $\hbar\omega$. Und endlich wären noch *abzuziehen* die Bahnen, von denen aus Sprünge stattgefunden haben, die also durch Sprünge aus der Gesamtheit (1) der stationären Bahnen weggefallen sind. Dieser dritte Anteil wäre durch eine gesonderte Überlegung zu finden.

Der Versuch einer solchen Rechnung scheitert aber daran, daß über (3) von $\omega = 0$ bis zur „Grenzfrequenz“

$$\omega_g = \frac{m}{2\hbar} v^2 \quad (4)$$

¹⁾ E. Weinmann, Tübinger Dissertation 1938 (im Druck).

integriert werden müßte, und daß dieses Integral wegen des Faktors $1/\omega$ in (3) an der Grenze $\omega = 0$ logarithmisch unendlich wird. Dies ist die bekannte sogenannte *Ultrarotkatastrophe*. Nach Formel (3) würde der Wirkungsquerschnitt für einen beliebigen Streuwinkel *unendlich* werden für Teilchen mit unendlich kleinem Energieverlust, und würde auch unendlich bleiben bei Integration über alle möglichen Energieverluste, ein Ergebnis, das offensichtlich unmöglich ist.

Schon Mott (l. c.) wies auf die Ultrarotkatastrophe hin, und konnte zeigen, daß sie *nicht* etwa durch die verhältnismäßig langsame Abnahme des Coulomb-Feldes nach außen bedingt ist, sondern auch bei jeder anderen Zentralkraft auftreten würde. Er erblickt ihre Ursache vielmehr in der Art des angewandten Störungsverfahrens, bei dem Glieder, welche der Ausstrahlung *mehrerer* Quanten entsprechen, vernachlässigt werden gegenüber dem Glied, das der Aussendung *eines* Quants entspricht, eine Vernachlässigung, die gerade für kleine Energieverluste nicht mehr erlaubt ist. Tatsächlich verwenden auch die anderen Autoren, die zu mit (3) äquivalenten Ergebnissen gelangen, bei ihren Ableitungen die Annahme, daß der ganze Energieverlust des Teilchens in Form *eines* Quants ausgestrahlt werde.

Kürzlich haben nun Bloch und Nordsieck¹⁾ das Problem der Kernstreuung mit Strahlung erneut behandelt, und zwar nach einer Methode, welche der Möglichkeit der Aussendung *mehrerer* Quanten durch *ein* Teilchen Rechnung trägt, und diese Möglichkeit bis in die Endformeln beibehält.

Das Endergebnis der Bloch-Nordsieckschen Rechnung ist, wenn man es gleich auf den Wirkungsquerschnitt umrechnet und für $\beta \ll 1$ spezialisiert:

$$d\Phi_{N_{s\lambda}} = \frac{m^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{4\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{v'}{v} \cdot |F(q)|^2 \cdot \prod_{s\lambda} e^{-f_{s\lambda}} \frac{f_{s\lambda}^{N_{s\lambda}}}{N_{s\lambda}!}. \quad (5)$$

$d\Phi_{N_{s\lambda}}$ stellt den Wirkungsquerschnitt dafür dar, daß das mit der Geschwindigkeit v ankommende Teilchen mit einem Energieverlust

$$\varepsilon = E - E' = \frac{m}{2} (v^2 - v'^2) \quad (6)$$

in das Raumwinkelement $\sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ gestreut wird, und daß dabei je $N_{s\lambda}$ Strahlungsquanten der Kreisfrequenz ω_s und des Polarisationszustandes λ ($\lambda = 1, 2$) ausgesandt werden. Die $N_{s\lambda}$ unterliegen wegen des Energieprinzips der Bedingung:

$$\sum_{s\lambda} N_{s\lambda} \hbar \omega_s = E - E' = \varepsilon. \quad (7)$$

¹⁾ F. Bloch u. A. Nordsieck, Phys. Rev. **52**, 54, 1937.

Weiter bedeutet in (5) q den an den Kern übertragenen Impuls, der, da für $\beta \ll 1$ der Impuls der Strahlungsquanten gegen den des Teilchens vernachlässigt werden kann, einfach gleich der Differenz der Impulse des Teilchens vor und nach dem Stoß ist:

$$q = p - p' = m(v - v'). \quad (8)$$

Es ist, wenn $u(v)$ bzw. $u(v')$ die normierten Amplituden der (ebenen) einfallenden bzw. gestreuten Materiewelle bedeuten,

$$F(q) = \int dV e^{-\frac{i}{\hbar}(qr)} \tilde{u}(v) \frac{Ze^2}{r} u(v') = \tilde{u}(v) u(v') \frac{4\pi Ze^2 \hbar^2}{q^2} {}^1). \quad (9)$$

Und

$$|F(q)|^2 = \frac{16\pi^2 Z^2 e^4 \hbar^4}{q^4}. \quad (10)$$

Endlich hat $f_{s\lambda}$ [bei Bloch-Nordsieck $\frac{1}{2}(\sigma_{s\lambda} - \tau_{s\lambda})^2$, hier für $\beta \ll 1$ spezialisiert] folgende Bedeutung:

$$f_{s\lambda} = \frac{2\pi e^2}{\hbar \Omega} \cdot \frac{1}{\omega_s^3} \cdot |(e, (v - v'))|^2, \quad (11)$$

wobei e den den Polarisationszustand bestimmenden Einheitsvektor in Richtung der elektrischen Feldstärke, Ω die Größe des Periodizitätsbereichs bedeutet, in dem das Strahlungsfeld zunächst angesetzt wird, mit dem späteren Grenzübergang $\Omega \rightarrow \infty$. Dazu gehört noch die Anzahl dz der Frequenzen im Intervall $d\omega_s$:

$$dz = \frac{\Omega}{(2\pi)^3 c^3} \cdot 4\pi \omega_s^2 d\omega_s = \frac{\Omega \omega_s^2 d\omega_s}{2\pi^2 c^3}. \quad (12)$$

Das Produkt $\prod_{s\lambda}$ ist über sämtliche Frequenzen ω_s des (im Fall endlichen Ω diskreten) Frequenzspektrums des Strahlungsfeldes, und für jede Frequenz noch über zwei zueinander senkrechte Polarisationsrichtungen zu erstrecken, wobei zu jeder Art von Quanten die Anzahl $N_{s\lambda}$ einzusetzen ist, mit der sie vertreten ist. Die $N_{s\lambda}$ können dabei auch den Wert Null haben. Das Frequenzspektrum des Strahlungsfeldes erstreckt sich von $\omega_s = 0$ bis $\omega_s = \infty$. Das Energieprinzip (7) besagt nur, daß alle Quanten mit Frequenzen $\omega_s > \omega_g$ [ω_g Grenzfrequenz nach (4)] notwendig in $\prod_{s\lambda}$ mit der Zahl $N_{s\lambda} = 0$ vorkommen müssen. Trotzdem führt das unendlich ausgedehnte virtuelle Frequenzspektrum ω_s in der Methode von Bloch und Nordsieck zu den bekannten Ultraviolett-Schwierigkeiten, und muß deshalb willkürlich bei einem endlichen ω^* (bei Bloch ω_1) abgebrochen

¹⁾ Siehe z. B. F. Sauter, Ann. d. Phys. 18, 486, 1933.

werden. Neben der Grenzfrequenz ω_g des tatsächlich ausgestrahlten Spektrums tritt also noch eine (wie sich zeigen wird, wesentlich höhere) Grenzfrequenz ω^* des virtuellen Strahlungsspektrums auf. Diese, die an sich natürlich so hoch wie möglich zu wählen ist, muß für die Anwendbarkeit der Blochschen Näherung folgenden Ungleichungen genügen:

Erstens muß, damit die Zustände negativer Energie vernachlässigt werden können, sein:

$$\frac{e^2 \omega^*}{m c^3} \left(\frac{\hbar \omega^*}{3 \pi m c^3} + \frac{4 \beta^2 e^2 \omega^*}{9 \pi^2 m c^3} \right) \ll 1. \quad (12)$$

Und zweitens muß, damit die elektromagnetische Selbstenergie des Elektrons gegen seine Ruhenergie vernachlässigt werden darf, sein:

$$\beta^2 e^2 \omega^* \ll \frac{3 \pi}{2} m c^3. \quad (13)$$

Der wesentliche Unterschied der Methode von Bloch und Nordsieck gegenüber den früheren Näherungsverfahren, der darin besteht, durch die ganze Rechnung die Möglichkeit der Aussendung beliebig vieler Quanten mitzuführen, kommt auch darin zum Ausdruck, daß die Formel (5) abgesehen von der Beschränkung $\beta \gg \alpha Z$, die auch für sie gilt, sehr allgemein ist, und daß es möglich sein muß, aus ihr die den früheren Standpunkten entsprechenden Formeln (1) und (3) herauszuschälen. Ferner wird sich zeigen, daß die mittels Formel (5) errechnete Gesamtstreuung die Ultrarotkatastrophe vermeidet.

II. Die obere Grenze ω^* des Strahlungsspektrums.

Obwohl eigentlich das Produkt $\prod_{s \neq \lambda}$ über das ganze unendlich ausgedehnte virtuelle Frequenzspektrum ω_s zu erstrecken wäre, wird zur Vermeidung der in solchen Fällen immer auftretenden Ultraviolettdivergenz die Produktbildung nur bis zu einem willkürlich eingeführten Wert ω^* erstreckt. So kommt in die Ergebnisse des Verfahrens eine gewisse Unsicherheit, die jedoch dadurch gemildert wird, daß, wie sich zeigen wird, ω^* in das Ergebnis nur logarithmisch eingeht. Um den Fehler möglichst klein zu machen, muß ω^* sinngemäß möglichst groß gewählt werden. Da aber ω^* den Ungleichungen (12) und (13) genügen muß, werden wir es so groß wählen, wie mit diesen Ungleichungen irgend verträglich ist.

¹⁾ Bloch und Nordsieck (l. c.) geben in Anmerkung 13 die Bedingung $e^2 \omega^* \ll m c^3$. Eine genaue Ableitung bei E. Weinmann (l. c.) liefert die wegen des Faktors β^2 etwas weniger einschneidende Bedingung Gleichung (13).

Bei Einführung der Sommerfeldschen Feinkonstrukturkonstanten

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

läßt sich (12) umformen in:

$$\frac{\alpha}{3\pi} \left(\frac{\hbar \omega^*}{m c^2} \right)^2 \left(1 + \frac{4\alpha\beta^2}{3\pi} \right) \ll 1,$$

oder da $4\alpha\beta^2/3\pi$ gegen 1 vernachlässigt werden kann:

$$\hbar \omega^* \ll m c^2 \sqrt{\frac{3\pi}{\alpha}}$$

oder

$$\hbar \omega^* \ll 36 m c^2. \quad (12a)$$

Die Ungleichung (13) läßt sich entsprechend umformen zu:

$$\hbar \omega^* \ll \frac{3\pi}{2} \frac{m c^2}{\alpha \beta^2}$$

oder

$$\hbar \omega^* \ll \frac{645}{\beta^2} m c^2. \quad (13a)$$

Ersichtlich ist die Bedingung (12a) einschneidender als (13a). Ihr kann größenordnungsmäßig genügt werden durch den Ansatz:

$$\hbar \omega^* = m c^2. \quad (14).$$

Da nach (4)

$$\hbar \omega_g = \frac{1}{2} m v^2$$

ist, so ist nach dieser Festsetzung immer $\omega^* \gg \omega_g$. Das virtuelle Frequenzspektrum kann also weit über die Grenzfrequenz der Strahlung hinaus benützt werden, ohne daß nach (12) oder (13) der Geltungsbereich der Blochschen Methode überschritten wird.

III. Die Beziehungen der Blochschen zur Mottschen Streuformel.

Will man den *gesamten* Wirkungsquerschnitt $d\Phi$ für eine Streuung eines Teilchens in das Raumwinkelement $\sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ für einen *beliebigen* Energieverlust, der in beliebiger Verteilung auf *beliebig* viele Quanten ausgestrahlt wird, nach der Bloch-Nordsieckschen Methode berechnen, so hat man das $d\Phi_{N_{s\lambda}}$ der Formel (5) noch über *alle* Kombinationen der $N_{s\lambda}$, welche mit dem Energieprinzip (7) verträglich sind, zu summieren.

Diese Summation teilt man zweckmäßig derartig auf, daß man zuerst nur die Glieder in die Summe hereinnimmt, für die der Energieverlust

zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ liegt, und hinterher dann noch die erhaltene Summe über ε von Null bis E integriert. Die zuerst erhaltene Summe muß dann ein mit der Mottschen Streuformel (3) vergleichbares Ergebnis liefern, die Integration über ε muß zu der „korrigierten Rutherford-Formel“ führen.

Bei der Summation, die also nun über alle diejenigen Kombinationen von $N_{s\lambda}$ zu erstrecken ist, welche nach (7) einen Energieverlust zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ ergeben (im folgenden kurz mit $\sum_{N, d\varepsilon}$ bezeichnet), ist außer \mathbf{v} auch \mathbf{v}' und der Streuwinkel ϑ konstant, also auch q . Der Streuwinkel ϑ und die Richtung von \mathbf{v}' bleiben auch für die Integration über ε konstant, während dabei der Betrag von \mathbf{v}' , also auch q variiert.

Die Berücksichtigung der zwei verschiedenen Polarisationsmöglichkeiten des ausgesandten Quants gelingt am einfachsten durch Einführung zweier *spezieller* zueinander senkrechter Polarisationsrichtungen \mathbf{e}_1 und \mathbf{e}_2 , und zwar derart, daß \mathbf{e}_2 senkrecht sowohl zum Vektor $(\mathbf{v} - \mathbf{v}')$, also zum Vektor \mathbf{q} , wie auch (selbstverständlich) zum Ausbreitungsvektor \mathbf{k}_s des Lichtquants steht, während dann \mathbf{e}_1 (ebenfalls $\perp \mathbf{k}_s$) in der Ebene $(\mathbf{k}_s, \mathbf{q})$ liegt. Dann ist nämlich in (11) das skalare Produkt $(\mathbf{e}_2, (\mathbf{v} - \mathbf{v}')) = 0$, und man braucht nur die Quanten mit der Polarisationsrichtung \mathbf{e}_1 zu betrachten. Für diese wird:

$$|(\mathbf{e}_1, (\mathbf{v} - \mathbf{v}'))|^2 = \frac{q^2}{m^2} \sin^2(\mathbf{k}_s, \mathbf{q})$$

und es kommt statt (11) (der Index λ kann nun wegb bleiben):

$$f_s = \frac{2\pi\alpha c q^2}{\Omega m^2 \omega_s^3} \sin^2(\mathbf{k}_s, \mathbf{q}). \quad (15)$$

Und weiter:

$$\begin{aligned} d\Phi_{d\varepsilon} &= \frac{m^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{4\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{v'}{v} |F(q)|^2 \sum_{N, d\varepsilon} \prod_s e^{-f_s} \frac{f_s^{N_s}}{N_s!} \\ &= \frac{m^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{4\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{v'}{v} |F(q)|^2 \cdot e^{-\sum_s f_s} \sum_{N, d\varepsilon} \prod_s \frac{f_s^{N_s}}{N_s!}. \end{aligned}$$

Oder nach Einsetzen von $|F(q)|^2$ nach (10):

$$d\Phi_{d\varepsilon} = \frac{4Z^2 e^4 m^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{q^4} \cdot \frac{v'}{v} \cdot e^{-\sum_s f_s} \cdot \sum_{N, d\varepsilon} \prod_s \frac{f_s^{N_s}}{N_s!}. \quad (16)$$

Nun enthält f_s nach (15) die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante α als Faktor. Es liegt daher nahe, das $d\Phi_{d\varepsilon}$ zum Vergleich mit dem Mottschen $d\Phi_1$ in eine Potenzreihe nach α zu entwickeln, also zu setzen:

$$d\Phi_{d\varepsilon} = \frac{4Z^2 e^4 m^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{q^4} \cdot \frac{v'}{v} \{A_0 + A_1 \alpha + \dots\}. \quad (17)$$

Für das Weitere ist zu unterscheiden, ob der Energieverlust $\varepsilon = 0$ oder von Null verschieden sein soll.

Im ersten Fall enthält die Summe ΣII nur ein einziges Glied, da die einzige Kombination der N_s , die mit einem verschwindenden Energieverlust energetisch verträglich ist, die ist: alle $N_s = 0$. Es wird dann dieses einzige Glied der Summe:

$$\prod_s \frac{f_s^0}{0!} = 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot \dots = 1.$$

In diesem Falle ist also die Potenzreihe in (17) durch die e -Potenz in (16) allein bestimmt, und es wird, wenn man diese entwickelt:

$$(\varepsilon = 0) \quad \left. \begin{aligned} A_0 &= 1, \\ A_1 &= -\frac{1}{\alpha} \sum_s f_s, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Ist dagegen $\varepsilon \neq 0$, so scheidet die Kombination, wo alle $N_s = 0$ sind, gerade aus. Mindestens *ein* N_s muß 1 oder mehr sein, und die Summe ΣII beginnt, nach α entwickelt, mit dem linearen Glied. Dieses errechnet sich als Summe über alle die Produkte, in denen *ein* N_s Eins, alle anderen Null sind, und in denen außerdem das *eine* Quant, das dem nicht verschwindenden N_s entspricht, gerade in dem Energiebereich zwischen ε und $(\varepsilon + d\varepsilon)$, also in einem Frequenzbereich $d\omega = \frac{1}{h} d\varepsilon$ um die Frequenz $\omega = \frac{1}{h} \varepsilon$ herum liegt. In diesen Produkten sind alle Faktoren 1 bis auf einen, welcher f_s ist. Das lineare Glied wird also einfach $\sum_{s, d\varepsilon} f_s$, wo $\sum_{s, d\varepsilon}$ heißen soll, daß nur über diejenigen f_s summiert wird, deren ω_s in dem obengenannten Intervall liegt. Für ein Intervall $d\varepsilon$ bei $\varepsilon \neq 0$ hat also die Reihenentwicklung nach α die Form:

$$(\varepsilon \neq 0) \quad \left. \begin{aligned} A'_0 &= 0, \\ A'_1 &= \frac{1}{\alpha} \sum_{s, d\varepsilon} f_s, \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\}^1. \quad (19)$$

Setzt man f_s aus (15) ein, und berücksichtigt, daß im Intervall $d\omega_s$ nach (12) dz Frequenzen des Strahlungsfeldes liegen, und daß der Mittelwert von $\sin^2(\mathbf{k}_s, \mathbf{q})$ für alle (bei nichtrelativistischer Rechnung gleich-

¹⁾ Über die Berechnung der in α quadratischen Glieder siehe E. Weinmann, l. c.

wahrscheinlichen) Richtungen \mathbf{f}_s des ausgestrahlten Quants $\frac{2}{3}$ ist, so erhält man:

$$A'_1 = \frac{1}{\alpha} \sum_{s, d\varepsilon} f_s = \frac{2 q^2}{3 \pi m^2 c^2} \cdot \frac{d\omega_s}{\omega_s} \quad (20)$$

und

$$A_1 = -\frac{1}{\alpha} \sum_s f_s = -\frac{2 q^2(0)}{3 \pi m^2 c^2} \int_{\omega_0}^{\omega^*} \frac{d\omega_s}{\omega_s}, \quad (21)$$

da bei der Summation \sum_s ja über alle Frequenzen des virtuellen Strahlungsfeldes bei konstantem $q^2(0)$ summiert werden muß, wobei $q^2(0)$ den Wert von q^2 für den Energieverlust Null, also für $v' = v$ bedeutet. Mit ω_0 ist später zur Grenze Null überzugehen.

Einsetzen von (20) in (17) liefert nun sofort den Anfang der gesuchten Reihe (für $\varepsilon \neq 0$):

$$d\Phi_{d\varepsilon} = \frac{8}{3 \pi c^2} \cdot \frac{Z^2 e^4 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{q^2} \cdot \frac{v'}{v} \cdot \frac{d\omega}{\omega} \alpha + \dots \alpha^2 + \dots$$

und mit

$$q^2 = m^2 (\mathbf{v} - \mathbf{v}')^2 = m^2 v v' \left(\frac{v}{v'} + \frac{v'}{v} - 2 \cos \vartheta \right) \quad (22)$$

wird

$$d\Phi_{d\varepsilon} = \frac{32}{3 \pi} \beta^2 \left(\frac{Z e^2}{2 m v^2} \right)^2 \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{\frac{v}{v'} + \frac{v'}{v} - 2 \cos \vartheta} \alpha + \dots \alpha^2 + \dots \quad (23)$$

Das erste Glied dieser Reihe ist nun gerade das Mottsche $d\Phi_1$ nach Gleichung (3). Das gemeinsame Resultat der Arbeiten von Mott, Sommerfeld und Scherzer, Sauter und Bethe und Heitler stellt also das erste Glied einer Reihenentwicklung des Bloch-Nordsieckschen Resultates nach α dar. Die Bedeutung beider Formeln ist allerdings etwas verschieden. Während das Mottsche $d\Phi_1$ nur Fälle umfaßt, bei denen *ein* Quant (das darum den vollen Energieverlust mit sich nimmt) ausgestrahlt wird, umfaßt das vollständige $d\Phi_{d\varepsilon}$ nach (23) auch alle die Fälle, bei denen der gesamte Energieverlust sich beliebig auf mehrere ausgesandte Quanten verteilt. Man kann aber nicht einfach so aufteilen, daß man sagt: das erste Glied der Reihe (23) umfaßt die Fälle, bei denen *ein* Quant, das zweite Glied die Fälle, bei denen zwei Quanten ausgesandt werden usw. Denn die Reihenentwicklung der Summe ΣII in (16), die eine solche Auffassung zulassen würde, wird ja mit der Reihenentwicklung der e -Potenz in (16) multipliziert, wodurch die Bedeutung der einzelnen Glieder der Reihe (23) wesentlich komplizierter wird. Überdies konnte Bloch und Nordsieck (l. c.) zeigen,

daß für die Aussendung irgendeiner endlichen Anzahl von Quanten überhaupt nur eine verschwindende Wahrscheinlichkeit besteht, so daß der Vorgang, der dem Wirkungsquerschnitt $d\Phi_{d\varepsilon}$ in (23) zugrunde liegt, so interpretiert werden muß: außer einem Quant (oder einigen Quanten) merklicher Energie werden immer noch unendlich viele Quanten unendlich kleiner Energie ausgesandt.

IV. Die Korrektur der Rutherford-Formel.

Den gesamten Wirkungsquerschnitt $d\Phi$ für den Raumwinkel $\sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ und beliebigen Energieverlust erhält man nun, indem man erstens das $d\Phi_{d\varepsilon}$ der Gleichung (17) für $\varepsilon \neq 0$ über ε von $\varepsilon = 0^1$ bis $\varepsilon = E$ bzw. über ω von $\omega = \omega_0 \rightarrow 0$ bis $\omega = \omega_g$ integriert, und zweitens dazu noch den Wert von (17) für $\varepsilon = 0$, wo nach den Gleichungen (18) und (19) eine Singularität liegt, nimmt. Das gesamte $d\Phi$ erscheint dann ebenfalls als Reihenentwicklung nach α . Aus (17) bis (21) erhält man so:

$$\begin{aligned} d\Phi &= 4Z^2 e^4 m^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \left\{ \frac{A_0}{q^4(0)} + \left(\frac{A_1}{q^4(0)} + \int_{\omega=\omega_0}^{\omega=\omega_g} \frac{A_1'}{q^4} \cdot \frac{v'}{v} \right) \alpha + \dots \right\} \\ &= 4Z^2 e^4 m^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \left\{ \frac{1}{q^4(0)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{3\pi m^2 c^2} \left(-\frac{1}{q^2(0)} \int_{\omega_0}^{\omega^*} \frac{d\omega}{\omega} + \int_{\omega_0}^{\omega_g} \frac{1}{q^2} \cdot \frac{v'}{v} \cdot \frac{d\omega}{\omega} \right) \alpha + \dots \right\} \quad (24) \end{aligned}$$

mit $\omega_0 \rightarrow 0$.

Aus (24) ist folgendes ersichtlich: Das von α unabhängige Glied ist, wie sich gleich zeigen wird, nichts anderes als die Rutherford-Formel. Das Glied mit α stellt also die Strahlungskorrektur erster Ordnung der Rutherford-Formel dar. Der zweite Teil dieses Gliedes ist genau das, was sich auch nach der Mottschen Formel ergeben würde, und ist wie dort wegen der Integration über $d\omega/\omega$ von $\omega = 0$ an logarithmisch unendlich. Dieser unendliche Anteil wird aber hier bis auf eine endliche Differenz kompensiert durch den ersten Teil des α -Gliedes, da ja in der Grenze $\omega \rightarrow 0$ $v' \rightarrow v$ und $q^2 \rightarrow q^2(0)$ geht. So ist in der Formel (24), zunächst was das Glied mit α betrifft, die Ultrarotkatastrophe vermieden, obwohl ein Teil dieses Gliedes exakt dieselbe Form hat wie in den früheren Theorien. In ähnlicher Weise

¹⁾ Eigentlich von einem sehr kleinen $\varepsilon \neq 0$, das dem kleinsten Strahlungsquant des zunächst (endliches Ω) diskontinuierlichen Strahlungsspektrums entspricht, und das erst mit dem Grenzübergang $\Omega \rightarrow \infty$ gegen Null geht.

kompensieren sich auch in den quadratischen und höheren Gliedern in α unendliche Anteile zu endlichen Koeffizienten.

Zur Ausrechnung des Koeffizienten von α faßt man zweckmäßig die beiden Integrationen über ω von ω_0 bis ω_g zusammen, und schreibt, indem man gleich den Grenzübergang $\omega_0 \rightarrow 0$ ausführt:

$$\lim_{\omega_0=0} \left\{ -\frac{1}{q^2(0)} \int_{\omega_0}^{\omega^*} \frac{d\omega}{\omega} + \int_{\omega_0}^{\omega_g} \frac{1}{q^2} \cdot \frac{v'}{v} \cdot \frac{d\omega}{\omega} \right\} \\ = \int_0^{\omega_g} \left(\frac{1}{q^2} \cdot \frac{v'}{v} - \frac{1}{q^2(0)} \right) \frac{d\omega}{\omega} - \frac{1}{q^2(0)} \int_{\omega_g}^{\omega^*} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (25)$$

Die auf der rechten Seite stehenden Integrale sind beide endlich. Setzt man q^2 nach (22) ein, für $q^2(0)$ ferner den Wert

$$q^2(0) = q^2_{(v'=v)} = m^2 v^2 (2 - 2 \cos \vartheta) = 4 m^2 v^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}, \quad (26)$$

und beachtet, daß nach (2) v' sich in v und ω ausdrücken läßt, so wird auch das erste Integral auf der rechten Seite von (25) geschlossen auswertbar, und seine (etwas mühsame) Auswertung liefert den Koeffizienten des Gliedes mit α in (24). Setzt man diesen, und außerdem auch im Absolutglied $q^4(0)$ nach (26) ein, so wird schließlich:

$$d\Phi = \left(\frac{Z e^2}{2 m v^2} \right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \\ + \frac{2}{3\pi} \alpha \beta^2 \left(\frac{Z e^2}{2 m v^2} \right)^2 \left\{ \frac{\ln 2}{2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} + \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \ln \sin \frac{\vartheta}{2} \right. \\ \left. - \frac{\pi - \vartheta}{2 \sin \vartheta} - \frac{1}{4 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \ln \frac{\omega^*}{\omega_g} \right\} \cdot \sin \vartheta d\vartheta d\varphi + \dots \quad (27)$$

Das Absolutglied ist genau die Rutherford-Streuformel, Gleichung (1). Die Korrektur geht mit $\alpha \beta^2$, ist also für alle praktisch in Frage kommenden Fälle außerordentlich klein. Die Winkelabhängigkeit des Korrektionsgliedes ist sehr kompliziert. Beachtet man aber, daß wegen $\omega^* \gg \omega_g$ das letzte Glied in der geschweiften Klammer überwiegt, so kann man für diese letztere, wenn man noch für ω^* und ω_g ihre Werte nach (14) und (4)

setzt, größenordnungsmäßig $+\frac{1}{2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \ln \beta$ schreiben. Das Korrektions-

glied ist also, da $\beta < 1$, negativ (was übrigens auch bei Mitberücksichtigung der übrigen Glieder zutrifft), und geht ungefähr mit $\frac{1}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}}$, während

das Hauptglied mit $\frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$ geht. Dies bedeutet, daß das Korrektions-

glied schwächer mit zunehmendem Streuwinkel abnimmt als das Hauptglied, daß also stark abgelenkte Teilchen durch Berücksichtigung der Strahlung relativ mehr zurücktreten als schwach abgelenkte. Dieses Ergebnis ist überraschend, da man eher erwarten würde, daß ein Energieverlust eine stärkere Ablenkung der Teilchen, also eine relative Begünstigung der stark abgelenkten Teilchen bewirkt.

Da im Korrektionsglied der Faktor β^2 steht, ist strenggenommen auch die ohne Strahlung berechnete Rutherford-Formel bis zu Gliedern mit β^2 , d. h. in ihrer relativistischen Form anzuschreiben, welche nach Mott¹⁾ u. a.

$$\begin{aligned} d\Phi_0 &= \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} (1 - \beta^2) \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right) \\ &\approx \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \left[1 - \beta^2 \left(1 + \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right)\right] \quad (28) \end{aligned}$$

ist.

Mit dieser Form zusammen ergibt sich die Streuformel mit Strahlung, wenn man die geschweifte Klammer in (27) genähert durch $\frac{1}{2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \ln \beta$ ersetzt, zu

$$d\Phi \approx \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \left[1 - \beta^2 \left(1 + \left(1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \beta\right) \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\right)\right]. \quad (29)$$

Da $\alpha/3\pi \approx 1/1300$ ist, ist die Strahlungskorrektur im allgemeinen selbst gegen die relativistische Korrektur sehr klein.

Tübingen, Juni 1938.

¹⁾ N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London (A) **124**, 425, 1929.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, Physik.-radioaktive Abt.,
Berlin-Dahlem.)

Untersuchungen mit schnellen Neutronen.

I. Künstliche Neutronenquelle und Ausbeute an $D + D$ -Neutronen.

Von H. Reddemann.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 16. Juli 1938.)

Es wird ein Entladungsrohr (ganzmetallisches Kanalstrahlrohr mit Nachbeschleunigungsstufe) beschrieben, das zur Erzeugung schneller Korpuskularstrahlen geeignet ist. Es werden Versuche über die Ausbeute an $D + D$ -Neutronen mitgeteilt. Mit den als weitgehend gesichert anzusehenden Ausbeutemessungen verschiedener Autoren wird der Wirkungsquerschnitt Deuteron-Deuteron für den Energiebereich 0,1 bis 1 MV berechnet.

1. *Einleitung.* Unter den Prozessen, bei denen durch Deuteronenbeschießung Neutronen erzeugt werden, bietet die Reaktion ${}^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_2He + {}^1_0n$ aus verschiedenen Gründen besonderes Interesse. Die Neutronenausbeute dieses Prozesses ist schon für niedrige Deuteronenenergien (0,1 bis 0,2 MV) verhältnismäßig hoch. Man hat also die Möglichkeit, mit den bequem erreichbaren Beschleunigungsspannungen von 100 bis 200 kV ergiebige künstliche Neutronenquellen zu bauen. Ein weiterer Vorteil des Prozesses ist, daß er in der Hauptsache Neutronen homogener Geschwindigkeit liefert. Die Neutronenenergie berechnet sich aus dem Massendefekt für die Deuteronengeschwindigkeit 0 zu 2,3 MV.

Homogene Neutronengeschwindigkeit bedeutet, daß die bei der Reaktion freiwerdende Energie völlig in kinetische Energie des Neutrons und des 3He -Kerns umgewandelt wird, also keine Anregung des 3He -Kerns eintritt. Aus neueren Beobachtungen von Rückstoßbahnen in der Wilson-Kammer durch Bonner¹⁾ geht nun allerdings hervor, daß beim $D + D$ -Prozeß noch eine zweite Neutronengruppe von 1 MV auftritt. Die Neutronen dieser Energie sind nach Bonner $1/10$ so wahrscheinlich wie die 2,3 MV-Neutronen und entsprechen einem mit 1,9 MV angeregten 3He -Kern²⁾. Nach diesen Ergebnissen trifft die Annahme einer völligen Geschwindigkeits-homogenität der $D + D$ -Neutronen nicht mehr genau zu, die Bezeichnung „schnelle Neutronen“, das sind Neutronen, deren Energie über 0,1 MV liegt, bleibt aber zu Recht bestehen.

¹⁾ T. W. Bonner, Phys. Rev. **53**, 711, 1938. — ²⁾ Die γ -Strahlung des 3He scheint bisher noch nicht direkt nachgewiesen zu sein.

Für eine Deuteronenenergie > 0 hängt die Neutronenenergie E_n von dem Winkel Φ ab, den die Bahn des Neutrons mit der Richtung des ankommenden Deuterons bildet, weil sich die aus dem Massendefekt freierwerdende Energie Q und die kinetische Energie E_D des Deuterons je nach dem Winkel Φ verschieden auf den ${}^3\text{He}$ -Kern und das Neutron verteilt. E_n berechnet sich aus Energie- und Impulssatz nach der Formel

$$E_n = \frac{1}{4} E_D (\cos^2 \Phi + 1) + \cos \Phi \sqrt{\frac{1}{8} E_D^2 \cdot (\frac{1}{2} \cos^2 \Phi + 1) + \frac{3}{8} E_D \cdot Q + \frac{3}{4} Q}.$$

Q ergibt sich aus dem Massendefekt zu 3,1 MV¹⁾. Für $E_D = 0,2$ MV beträgt die Maximalenergie der Neutronen ($\Phi = 0^\circ$) 2,9 MV, die Minimalenergie ($\Phi = 180^\circ$) 1,9 MV. Die unter $\Phi = 90^\circ$ ausgehenden Neutronen bekommen ein Viertel von E_D und drei Viertel von Q mit, ihre Energie beträgt 2,4 MV.

Die Ausbeute an Neutronen wurde von Oliphant, Rutherford und Harteck²⁾ ursprünglich zu 10^{-6} bei 100 kV angegeben, d. h. 10^6 Deuteronen von 100 kV erzeugen ein Neutron. Die Angabe bezieht sich auf eine gegen die Reichweite der Deuteronen dicke Auffängersubstanz von reinem schweren Wasserstoff. Wie uns Herr Oliphant freundlicherweise brieflich mitteilte, ist die Ausbeute nur als bis auf eine Größenordnung richtig geschätzt anzusehen. Später wurde von verschiedenen Seiten teils dieselbe, teils eine um mehrere Größenordnungen niedrigere Ausbeute angegeben. Aus neueren, nunmehr als weitgehend gesichert anzusehenden Messungen³⁾ an Auffängersubstanzen von ($\text{D}_2\text{O} + \text{P}_2\text{O}_5$) und D_2O (vgl. Abschnitt 5) kann für reinen D-Auffänger die Ausbeute $1,2 \cdot 10^{-7}$ berechnet werden, d. h. $8 \cdot 10^6$ Deuteronen von 100 kV erzeugen ein Neutron. In der Berechnung steckt eine gewisse Unsicherheit wegen der nicht genau bekannten Bremsvermögen der Auffängersubstanzen für Deuteronen. Die experimentell wirklich erhaltene Neutronenausbeute von D-Verbindungen beträgt für D_2O ungefähr $1/3$, für ($\text{D}_2\text{O} + \text{P}_2\text{O}_5$) ungefähr $1/8$ der Ausbeute für reinen Wasserstoff. Immerhin erhält man von einem D_2O -Auffänger mit dem verhältnismäßig leicht herstellbaren Deuteronenstrom von 20 μA bei 100 kV $6 \cdot 10^6$ Neutronen/sec, bei 200 kV $25 \cdot 10^6$ Neutronen/sec. Diese Neutronenzahlen entsprechen 300 bzw. 1250 mg RnBe, unter der Annahme, daß 1 mg RnBe $2 \cdot 10^4$ Neutronen/sec aussendet.

¹⁾ Massenwerte nach O. Hahn, Isotopenbericht 1936/37. — ²⁾ M. L. E. Oliphant, P. Harteck u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London (A) **414**, 692, 1934. — ³⁾ E. Amaldi, L. R. Hafstad u. M. A. Tuve, Phys. Rev. **51**, 896, 1937; R. Ladenburg u. M. H. Kanner, Phys. Rev. **52**, 911, 1937.

Im folgenden (Teil I der Arbeit) wird ein Entladungsrohr beschrieben, das länger als ein Jahr im hiesigen Institut in Betrieb ist¹⁾. Es liefert nach magnetischer Zerlegung des Ionenstromes Deuteronenströme von ungefähr 100 μ A, also mit D₂O als Auffängersubstanz bei 220 kV Neutronenintensitäten, die 7,8 g RnBe entsprechen. Es werden Ergebnisse der Ausbeutebestimmung für verschiedene Auffängersubstanzen mitgeteilt und eine Berechnung des D + D-Wirkungsquerschnitts durchgeführt.

Teil II der Arbeit enthält die Ergebnisse der Bestimmung von Einfangsquerschnitten von D + D-Neutronen in verschiedenen Elementen.

2. *Die Neutronenquelle.* Das Entladungsrohr, das nach dem zuerst von Rutherford und Oliphant²⁾ angewandten Prinzip gebaut wurde, ist in Fig. 1 in maßstabgerechter Schnitt- und Aufsichtzeichnung wiedergegeben. Die obere Stahlplatte *a*, die mit den Bleiringen *b* auf dem 105 cm hohen Glaszylinder ruht und mit Apiezon „Q“ vakuumgedichtet ist, trägt das Kanalstrahlrohr. Dessen beide konzentrischen Stahlelektroden sind am oberen Ende durch die Glasplatte *c* und den darin eingekitteten, besonders geformten Quarzring *d* voneinander isoliert. Diese Anordnung wurde gewählt, um den Aufbau des Rohres möglichst niedrig zu halten. Das innere Stahlrohr, die Anode, ist in einen Kühltopf eingeschraubt und kann mit drei Schrauben *e* zur Kathode zentriert werden. Zur vakuumdichten Kittung des Kanalstrahlrohres wurde Picein verwendet. Die endgültige Zentrierung des Anodenrohres zum Kanal *f*, von der die Ionenausbeute des Kanalstrahlrohres sehr abhängt, geschah während des Betriebes. Wir ließen das Rohr warmlaufen, bis die Kittung am Kopf des Kanalstrahlrohres plastisch wurde, und stellten mit den Schrauben *e* auf maximale Ionenausbeute ein.

Die Kathode wurde ähnlich wie bei einem von Lukanow und Schütze³⁾ angegebenen Massenspektrographen geformt. Der 20 mm lange und 3 mm weite Kanal *f* ragt in den Entladungsraum hinein. Er ist konisch in den abschraubbaren Kathodendeckel eingesetzt und kann infolgedessen leicht ausgewechselt werden, nachdem der Verschlußdeckel *g* abgenommen worden ist. Auch die Anode kann auf diese Weise von unten herausgeschraubt werden.

¹⁾ Über künstliche Neutronenquellen für Spannungen bis ungefähr 200 kV vgl. auch: K. D. Alexopoulos, Diss. Zürich 1935; R. Döpel, Ann. d. Phys. **28**, 87, 1937; A. Bouwers, F. A. Heyn u. A. A. Kuntke, Physica **4**, 153, 1937; C. M. Slack u. L. F. Ehrke, Rev. Scient. Instr. **8**, 193, 1937; G. Wetterer, Ann. d. Phys. **30**, 284, 1937; W. H. Zinn u. S. Seely, Phys. Rev. **52**, 919, 1937. — ²⁾ M. L. E. Oliphant u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 259, 1933. — ³⁾ H. Lukanow u. W. Schütze, ZS. f. Phys. **82**, 610, 1933.

Die Ausbeute des Rohres an Ionen hängt außer von der Zentrierung der Elektroden wesentlich von der Form der Kathode ab. Offenbar kommt es dabei, wie eingehende Untersuchungen von Hailer¹⁾ zeigten, auf einen die Entladung konzentrierenden Feldlinienverlauf in der Nähe des Kanals

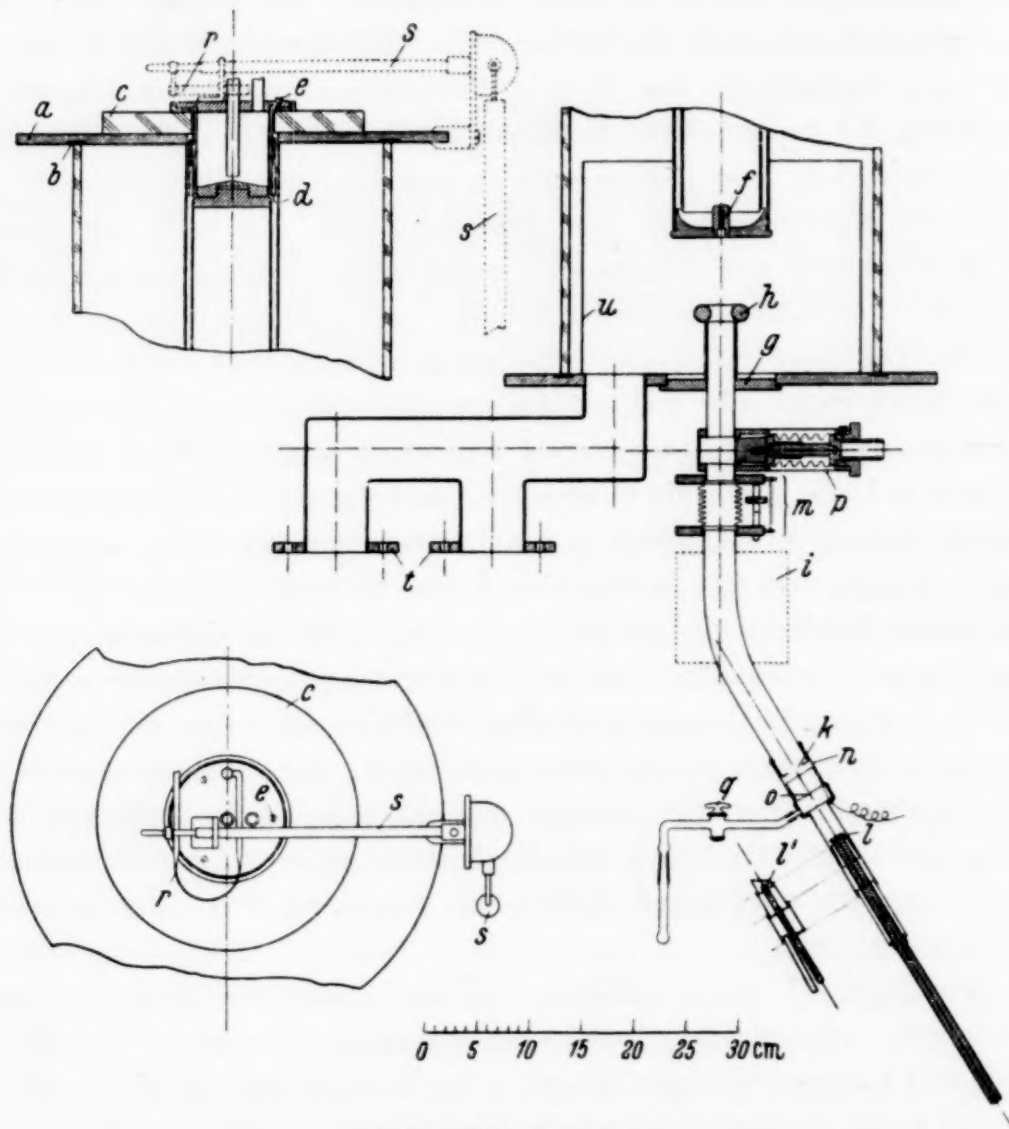


Fig. 1. Entladungsrohr.

an. Eine Verkürzung des Entladungsraumes auf etwa 10 cm durch Einschieben eines Deckels in das Anodenrohr, wie er von Bouwers, Heyn und Kuntke²⁾ verwendet wurde, brachte bei der hier benutzten zapfenförmigen Kathode eine Verschlechterung der Ionenausbeute mit sich³⁾.

¹⁾ C. Hailer, Wiss. Veröffentl. Siemens **17**, 115, 1938. — ²⁾ A. Bouwers, F. A. Heyn u. A. A. Kuntke, Physica **4**, 153, 1937. — ³⁾ Es wurden auch Versuche mit der von Hailer angegebenen Anodenblende ausgeführt, führten aber vorläufig noch zu keiner Ausbeuteverbesserung.

Die aus dem Kanal austretenden Ionen werden durch das zwischen Kanalstrahlrohr und geerdeter Gegenelektrode h liegende elektrische Feld nachbeschleunigt und fallen, nachdem sie durch das Magnetfeld i von einigen 1000 Gauß in einem Messingrohr um 30° abgelenkt worden sind, durch die Blende k auf den Auffänger l . Dieser kann durch den Zentrierkörper m (in Fig. 1 ist nur eine der drei Stellschrauben gezeichnet) richtig zum Magnetfeld eingestellt werden.

Mit einem Metallschliff können verschiedene Auffänger an das Auffängerrohr gesetzt werden. Für die Beschießung von schwerem Eis als Auffängersubstanz wurde der Auffänger l der Fig. 1 benutzt, dessen Kupferstiel in einem Bad mit flüssiger Luft gekühlt wurde. Für andere Auffängersubstanzen konnte der wassergekühlte Auffänger l' genommen werden. Das Rohr, in dem sich der Auffänger befindet, hat einen Außendurchmesser von nur 21 mm, so daß die mit Neutronen bestrahlten Substanzen auch in Zylinderform dicht um die Neutronenquelle gebracht werden konnten. Der Hahn p ¹⁾ wurde beim Auffrieren von D_2O aus dem seitlichen Ansatz Q oder beim Auswechseln der Auffänger geschlossen. Er hält zwar nicht hochvakuumdicht, genügt aber für die angegebenen Zwecke vollkommen und hat den Vorteil, bei weiter Bohrung wenig Raum einzunehmen.

Die ringförmige Beschleunigungselektrode h ist in ihrer Höhe verschiebbar. Dadurch kann die Fokussierung des Ionenstrahles verändert werden. Die Einstellung des Elektrodenabstandes geschah durch Beobachtung des Brennfleckes auf einer senkrecht zum Strahlengang aufgestellten Quarzplatte, die sich am unteren Ende eines an den Verschluß g angesetzten geraden Glasrohres befand.

Die Gaszufuhr zum Kanalstrahlrohr erfolgt durch den Reduzierhahn r nach Fowler²⁾, ein zusammengequetschtes und halbkreisförmig gebogenes Neusilberrohr, dessen Strömungswiderstand durch Verändern des Schenkelabstandes mit den Isolierwellen s, s von Erde aus eingestellt werden kann. Der Hahn erlaubt eine gut reproduzierbare und konstante Einregulierung des Gasstromes. Der schwere Wasserstoff strömte aus zwei kleinen Elektrolysisergefäßen, von denen jedes nur einige ccm D_2O faßte, durch einen zweiten Fowlerschen Hahn in die Gasleitung, an die ein Vorratskolben angeschlossen war. Beim Betrieb des Entladungsrohres mit dem zapfenförmigen Kanal von 20×3 mm wurden in der Stunde 0,08 bis 0,11 g D_2O , d. h. 0,09 bis 0,13 Liter D_2 -Gas von Zimmertemperatur und Atmosphärendruck verbraucht.

¹⁾ Nach einer bei L. R. Hafstad u. M. A. Tuve, Phys. Rev. **48**, 306, 1935 angegebenen Konstruktion. — ²⁾ R. D. Fowler, Rev. Scient. Instr. **6**, 26, 1935.

Als Pumpen werden Öldiffusionspumpen P und Q von Leybold verwendet. Die beiden Hauptpumpen wurden an den Flanschen t angeschraubt. Alle Pumpen sind mit Metallrohren und federnden Zwischenstücken verbunden. Das ganze Pumpenaggregat ist mit Spiralfedern auf einem Wagen gelagert. Dadurch ist der Ölwechsel in den Pumpen bequem auszuführen: Die Hauptpumpen werden abgeflanscht, das Pumpenaggregat wird auf die Federn heruntergedrückt und der Pumpenwagen herausgefahren. Der Ölwechsel wurde nur ungefähr alle 6 Monate vorgenommen. Offenbar hält das Pumpenöl beim Abpumpen von Wasserstoff besonders lange.

Die Spannung für das Kanalstrahlrohr wurde einem 35 kV-Transformator entnommen, einwegig gleichgerichtet und mit einem Kondensator geglättet. Der Transformator wurde von Erde aus mit einem 1:1 Isoliertransformator betrieben. Die beschleunigende Gleichspannung von maximal 220 kV lieferte eine Röntgenanlage der Firma Koch & Sterzel.

Mit der beschriebenen Anordnung wurden abgelenkte Deuteronenströme von etwa $100\ \mu\text{A}$ erhalten. Der Strom im Kanalstrahlrohr betrug dabei nicht über 10 mA. Die magnetische Zerlegung des Ionenstrahles ergab für das Verhältnis $\text{H}^+ : \text{D}^+ : \text{D}_2^+$ den Wert 6:81:11. Der Strahl besteht demnach zum größten Teil aus Deuteronen. Die Ausbeute des Kanalstrahlrohres an Deuteronen hängt von der Länge des Kanals ab. Bei kürzerem Kanal wird der Anteil der Wasserstoffmoleküle größer. Die Deuteronen entstehen nämlich, wie Schütze¹⁾ durch massenspektrographische Untersuchung der Kanalstrahlrohrentladung zeigen konnte, zum großen Teil erst durch Zerfall von Molekülen auf ihrem Wege durch den Kanal. Aus dem geringen Anteil von Protonen und aus dem Verhältnis $\text{D}^+ : \text{D}_2^+$ ist zu schließen, daß der Anteil der Moleküle H_2^+ im Strahl, die dieselbe Ablenkung wie die Deuteronen erfahren, nur sehr klein sein kann.

3. *Auffängerstrommessung.* Bei Ausbeutemessungen von Kernumwandlungen ist die Messung des Auffängerstromes, d. h. der Zahl der in der Zeiteinheit auf die umzuwandelnde Substanz fallenden Geschosse besonders wichtig und mit Genauigkeit nur unter Vorsichtsmaßregeln ausführbar. Bei der hier beschriebenen Apparatur wurde das den Auffänger umgebende Messingrohr als Faraday-Käfig benutzt. Es war durch das Glaszwischenstück n (Fig. 1) von den übrigen geerdeten Teilen der Apparatur isoliert. Im Faraday-Käfig ausgelöste Sekundärelektronen wurden durch den negativ aufgeladenen Schutzring 0 zurückgehalten. Der Ring war so weit, daß er nicht von dem durch die Blende k kommenden Ionenstrahl getroffen

¹⁾ W. Schütze, Wiss. Veröffentl. Siemens **17**, 133, 1938.

werden konnte, weil sonst die an seiner Wand ausgelösten Elektronen in den Faraday-Käfig hineingezogen werden und eine zu niedrige Strommessung vortäuschen. Die negative Spannung am Schutzring wurde solange erhöht, bis kein merkbares Zurückgehen des Stromes mehr eintrat. Sie betrug -300 Volt.

Zur Kontrolle wurde noch eine kalorimetrische Messung des Auffängerstromes ausgeführt. Dazu wurde der Auffänger der Fig. 2 mit seinem Metallschliff *a* an das untere Ende des Faraday-Käfigs gesetzt. Der Auffänger ist als Heizspule ausgebildet, deren obere Platte dieselbe Größe wie die Auffängerscheibe *l* der Fig. 1 hat und genau an dieselbe Stelle des Faradaykäfigs gebracht wird. Der Konstantanheizdraht der Spule ist mit einem Strahlungsschutz aus blankem Metallblech umgeben und mit Kupferdrähten zur Stromzuführung und Spannungsmessung versehen. Die in der Heizspule entwickelte Wärme floß durch den Kupferstab *b* von 4 mm Durchmesser ab, der bis zu einer festen Marke in ein gut gerührtes Eisbad getaucht wurde.

Die Temperaturerhöhung der Spule wurde mit einem Konstantan-Kupfer-Thermoelement bestimmt. Bei der Temperaturmessung wurde immer der stationäre Zustand abgewartet. Nachdem der Ausschlag des Thermoelementes durch Anheizen der Spule in Watt geeicht war, wurde die Temperaturerhöhung des Auffängers durch einen Deuteronenstrom bekannter Spannung für verschiedene, am Mikroamperemeter abgelesene Stromstärken bestimmt. Der Auffängerstrom ließ sich dabei durch Feineinstellung des Gasdruckes im Kanalstrahlrohr oder der Kanalstrahlspannung innerhalb 1% konstant halten. Die Kanalstrahlrohrspannung V_K und die Beschleunigungsspannung V_B wurden mit einer Kugelfunkstrecke gemessen.

Da die aus dem Kanal austretenden Ionen eine Energieverteilung zwischen 0 und V_K Volt haben, ist für die Wärmeentwicklung im Auffänger eine zwischen V_B und $V_B + V_K$ liegende Deuteronenenergie V_{eff} wirksam. Die Blende *K* über dem Auffänger (Fig. 1) war so groß gewählt (13 mm Durchmesser), daß sämtliche Deuteronen zwischen V_B und $V_B + V_K$ den Auffänger treffen konnten, wenn die Linienmitte der Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe des Magnetfeldes auf die Auffängermitte eingestellt wurde. Die durch die Gasentladung bedingte relative Energieverbreiterung

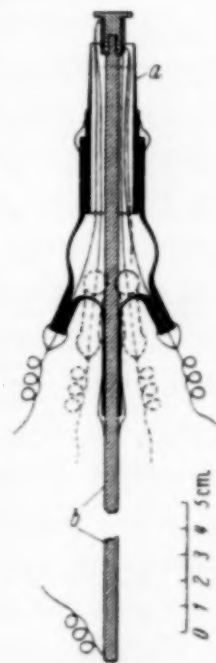


Fig. 2.
Kalorimetrische
Auffängerstrom-
messung.

der Deuteronen beträgt z. B. für $V_B = 150 \text{ kV}$ und $V_K = 20 \text{ kV}$: $\frac{\Delta V}{V} = 0,13$; die Blenden- (Auffänger-) Breite dagegen in Volt ausgedrückt, wurde geometrisch zu $\Delta V/V = 0,3$ ausgemessen. V_{eff} ist nun durch den Ausdruck für die entwickelte Wattzahl $W = V_{\text{eff}} \int i dV = \int V i dV$ gegeben. Darin ist i die Auffängerstromstärke der Teilchen mit einer Spannung zwischen V und $V + dV$. Um V_{eff} auszurechnen, muß also die Energieverteilung der aus dem Kanal austretenden Deuteronen bekannt sein. Wegen der großen Blendenöffnung konnte die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen nicht genauer bestimmt werden. Da die Kanalstrahlrohrspannung aber bei den Ausbeutemessungen nur 20 kV betrug, kann die wirksame Deuteronenspannung wohl, ohne daß dabei ein allzu großer Fehler entsteht, annähernd gleich $V_B + \frac{1}{2} V_K$ gesetzt werden. Das Maximum der Energieverteilung wird nämlich für Deuteronen, ähnlich wie es von Schütze (l. c.) für Protonen gefunden wurde, bei ungefähr ein Drittel der angelegten Kanalstrahlrohrspannung liegen, so daß Deuteronen größerer Geschwindigkeit zwar geringer an Zahl, dafür aber wirksamer in der Wärmeentwicklung sind. Da die wirksame Kanalrohrspannung für Protonen durch graphische Auswertung der Kurve 14b bei Schütze zu $0,45 V_K$ bestimmt wurde, wurde bei den Wattmessungen mit einer für diese Zwecke sicher ausreichenden Genauigkeit $V_{\text{eff}} = V_B + \frac{1}{2} V_K$ gesetzt.

Die Wattmessungen wurden für verschiedene Beschleunigungsspannungen und für Auffängerstromstärken von 8 bis $25 \mu\text{A}$ durchgeführt. Sie waren gut reproduzierbar und nicht davon abhängig, ob der Gasdruck im Entladungsrohr durch das Pumpen mit einer oder mehreren Öldiffusionspumpen variiert wurde. Durch Vergleich mit der Warteichung der Heizspule ergab sich, daß die am Mikroamperemeter abgelesene Stromstärke unabhängig von ihrer Größe durchweg um 12% zu erniedrigen war. Das mag daher rühren, daß doch noch einige Sekundärelektronen aus dem Faraday-Käfig herauskönnen oder daß in den Käfig gestreute sehr langsame Ionen gelangen oder daß einige Deuteronen zwar den Käfig, aber nicht die Auffängerscheibe treffen. Im folgenden ist die gemessene Auffängerstromstärke stets mit dem Faktor $0,88$ korrigiert.

4. Relative Neutronenausbeute für verschiedene Auffängersubstanzen. Bei Verwendung der $D + D$ -Reaktion als Neutronenquelle ist man bei der Wahl der Auffängersubstanz auf Verbindungen von schwerem Wasserstoff angewiesen. Dabei ist es einerseits zweckmäßig, eine Substanz mit großem prozentualen D-Gehalt, also großer Neutronenausbeute zu benutzen. Andererseits benötigt man eine Substanz von guter Beständigkeit gegen-

über der Beschießung mit Deuteronen. Die relativen Neutronenausbeuten von verschiedenen Auffängern wurden durch Aktivierung eines Silberbleches innerhalb eines Paraffinzylinders bestimmt, dessen Achse horizontal lag und infolgedessen mit dem Deuteronenstrahl einen Winkel von 60° bildete (siehe Fig. 1). Der Silberindikator in der Mitte des Paraffinblockes war 30 cm vom Auffänger entfernt. Zur Ausbeutebestimmung wurde die mit einem Aluminiumzählrohr gemessene 2,3 Minuten-Aktivität des Silbers benutzt. Kanalstrahl- und Beschleunigungsspannung wurden bei den Ausbeutemessungen konstant gehalten ($V_{\text{eff}} = 134 \text{ kV}$).

Von den verhältnismäßig wasserstoffreichen Substanzen hat sich schweres Eis gut bewährt. Z. B. konnte eine einmal auf den Auffänger aufgefrorene Eisschicht mehrere Stunden im Vakuum gehalten und zwischen- durch 60 Minuten mit ungefähr 10 Watt/cm^2 Deuteronen beschossen werden, ohne daß eine merkbare Abnahme der Neutronenausbeute eintrat. Bei der guten Wärmeleitfähigkeit des Eises ($\lambda_{-180^\circ} \sim 0,05 \text{ Watt cm}^{-1} \text{ grad}^{-1}$) und wegen der benötigten geringen D_2O -Dicke (Reichweite von 200 kV Deuteronen einige 10^{-4} cm) können dem Auffänger sicher noch wesentlich höhere Watt/cm^2 zugemutet werden. Allerdings hat ein Eis auffänger den Nachteil eines ziemlich hohen Verbrauchs an flüssiger Luft. Bei der Anordnung der Fig. 1, die wärmetechnisch nicht sehr günstig ist, wurden ungefähr $\frac{3}{4}$ Liter flüssige Luft in der Stunde verdampft. — Die in der erwähnten festen Paraffinanordnung durch die Neutronen einer D_2O -Schicht im Silberindikator erzeugte Aktivität/ μA betrug in willkürlichen Einheiten gemessen $A(\text{D}_2\text{O}) = 102$.

Einen ähnlich hohen D-Gehalt wie D_2O hat schweres Paraffin. Es bewährte sich aber bei diesen Versuchen schlecht, was jedoch daran liegen kann, daß es nur in verhältnismäßig dicker Schicht untersucht wurde. Selbst bei Kühlung mit flüssiger Luft nahm die Neutronenausbeute schnell mit der Beschießungszeit ab. Ähnlich verhielt sich ND_4Cl .

Es ist bekannt, daß auch blanke Metallauffänger, auf die also gar kein schwerer Wasserstoff aufgebracht wurde, nach längerer Deuteronenbeschießung verhältnismäßig große Neutronenausbeuten liefern¹⁾. Offenbar belädt sich das Metall allmählich mit schwerem Wasserstoff. Untersucht wurde der blanke Kupferauffänger, der etwas aufgerauht war, und ein Palladiumblech, das auf den Kupferauffänger aufgelötet wurde. Bei bloßem Aufkleben des Palladiumbleches ist der Wärmekontakt zu schlecht und das Blech wird heiß. Bei Zimmertemperatur gehalten, gaben beide

¹⁾ Vgl. z. B. R. Döpel, Ann. d. Phys. **28**, 87, 1937.

Metalle eine reproduzierbare und zeitlich sehr konstante Aktivität/ μA von 12 Einheiten¹⁾. Bei Kühlung auf -180° wurde zunächst bei beiden Metallen annähernd der gleiche Sättigungswert von $A = 60$ gefunden, der bei Palladium nach ungefähr 15 Minuten, bei Kupfer nach ungefähr 80 Minuten Beschießungszeit erreicht wurde und reproduzierbar war. Später, nachdem das Entladungsrohr längere Zeit unter Luft gestanden hatte, gab der Palladiumauffänger nur noch den zwar reproduzierbaren, aber niedrigeren Wert $A = 40$. Da zwischen den erstgenannten Messungen mit D_2O -Schicht gearbeitet wurde, besteht die Gefahr, daß die Aktivität teilweise durch zurückgebliebene Wasserhäute hervorgerufen war. Eine allmähliche Kondensation von D_2O -Dampf aus der Apparatur auf dem Auffänger scheint nicht vorgelegen zu haben, da die Neutronenausbeute nur beim Beschießen, nicht aber beim bloßen Abkühlen mit der Zeit ihren Sättigungswert erreichte.

Gute Neutronenausbeute verspricht weiterhin gekühlte Adsorptionskohle als Auffängersubstanz. Die dabei auftretenden unerwünschten Neutronen anderer Energie aus der Reaktion $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ sind verschwindend, da die Neutronenausbeute dieses Prozesses, besonders bei niedrigen Spannungen, sehr klein ist.

Sehr haltbar und konstante Ausbeute liefernd ist eine Schicht aus Phosphorpentoxyd + schwerem Wasser, die den Vorteil hat, daß sie nicht mit flüssiger Luft gekühlt zu werden braucht, aber den Nachteil, daß die Neutronenausbeute ungefähr dreimal geringer als bei schwerem Eis ist. Der Faktor f , um den die Ausbeute von D_2O größer als die Ausbeute von $(\text{D}_2\text{O} + \text{P}_2\text{O}_5)$ ist, hängt vom D_2O -Gehalt der betreffenden Mischung ab und kann bei bekanntem Bremsvermögen der Auffängersubstanzen für Deuteronen berechnet werden. Die Ausbeute eines Auffängers (Zahl der

Neutronen auf ein Deuteron) ist durch den Ausdruck $\int_0^E \frac{N_D}{N_M} \cdot \frac{\sigma}{b} \cdot dE$ gegeben.

Darin ist N_D die Zahl der D-Atome im ccm der Auffängersubstanz, N_M die Gesamtzahl der bremsenden Auffängermoleküle im ccm, E die Energie der einfallenden Deuteronen, σ der Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\text{D} + \text{D}$ und b das atomare Bremsvermögen eines Auffängermoleküls. σ nimmt mit wachsender Deuteronenenergie zu, b dagegen mit zunehmender Energie unterhalb 1 MV verhältnismäßig stark ab; zur

¹⁾ Der Anstieg der Aktivität zum Sättigungswert mit der Dauer der Beschießung wurde nicht verfolgt.

Ausbeute werden also am stärksten die schnelleren Deuteronen in den obersten Auffängerschichten beitragen. Durch Einführung entsprechender Mittelwerte von σ und b erhält man für f den angenäherten Wert $f = [N_D \cdot N'_M \cdot b(D_2O + P_2O_5)] : [N_M \cdot N'_D \cdot b(D_2O)]$. N_D und N_M beziehen sich auf den (D_2O) -, N'_D und N'_M auf den $(D_2O + P_2O_5)$ -Auffänger. Für die Bremsung von Deuteronen in Deuterium stehen Messungen von Blackett und Lees¹⁾ an Protonen in Wasserstoff zur Verfügung. Dabei ist zu beachten, daß Protonen und Deuteronen bei gleicher Geschwindigkeit gleiches Bremsvermögen haben, daß also Deuteronen der Energie E und der Reichweite R_D ebenso stark wie Protonen der Energie $\frac{1}{2} E$ und der Reichweite $R_H = \frac{1}{2} R_D$ gebremst werden²⁾.

Zur Berechnung von f für 134 kV-Deuteronen wurde unter Zugrundelegung der Blackett- und Leesschen Messungen $b(D)$, das auf Luft bezogene atomare Bremsvermögen von Deuterium, gleich 0,36 gesetzt. Für Sauerstoff kann wohl mit ausreichender Genauigkeit $b(O) = 1$ angenommen werden. Unbekannt ist der Wert des Bremsvermögens von langsamen Deuteronen in Phosphor. Für schnelle α -Strahlen ergibt sich durch Interpolation zwischen gemessenen Werten für Si und Cl³⁾ $b(P) = 1,5$, dieser Wert dürfte aber für langsame Teilchen zu hoch sein. Da Parkinson, Herb, Bellamy und Hudson⁴⁾ in Aluminium für Protonen zwischen 0 und 500 kV $b(Al) = 1,0$ gemessen haben, erscheint es einigermaßen vernünftig, $b(P) = 1,2$ zu setzen. Eine gröbere Ungenauigkeit dieses Wertes fällt bei der Berechnung von f wegen der geringen Zahl der P-Atome im Auffänger wenig ins Gewicht. In der folgenden Zusammenstellung ist f für verschiedenen D_2O -Gehalt des Phosphorpentoxyds angegeben:

Auffänger	% D_2O	% P_2O_5	% H_2O	f ber.	f gem.
DPO_3	12,3	87,7		5,3	
$D_4P_2O_7$	22,0	78,0		3,1	
$(D_2O + P_2O_5)$ Nr. 3	26,3	72,3	1,4	2,7	2,6
$(D_2O + P_2O_5)$ Nr. 1	28,7	70,0	1,3	2,5	(2,3)
D_3PO_4	29,7	70,3		2,4	
$(D_2O + P_2O_5)$ Nr. 2	57,1	42,1	0,8	1,5	2,4

¹⁾ P. M. S. Blackett u. D. S. Lees, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 658, 1932. — ²⁾ M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. of Mod. Phys. **9**, 245, 1937. — ³⁾ Lord Rutherford, J. Chadwick u. C. D. Ellis, Radiations from Radioactive Substances, Cambridge 1930, S. 100. — ⁴⁾ D. B. Parkinson, R. G. Herb, J. C. Bellamy u. C. M. Hudson, Phys. Rev. **52**, 75, 1937.

Für die Substanzen Nr. 3, Nr. 1 und Nr. 2 wurde f experimentell bestimmt. Die Analyse der untersuchten Proben wurde freundlicherweise von Herrn Dr. Strassmann ausgeführt. Der Auffänger Nr. 2 enthielt einen großen D_2O -Überschuß, gab aber eine Neutronenausbeute, die, verglichen mit der des Eisauffängers, wesentlich zu klein ist, also einen zu großen f -Wert ergibt, und der Verbindung D_3PO_4 entspricht. Vermutlich hatte sich durch die Beschießung eine wasserärmere Oberflächenschicht aus D_3PO_4 gebildet. Bei Auffänger Nr. 3 stimmen gemessener und berechneter Wert für f so gut überein, wie man es bei der Genauigkeit, mit der das Bremsvermögen der Auffängersubstanzen bekannt ist, nur erwarten kann; bei Auffänger Nr. 1 war die Messung ungenauer. Es ist noch zu erwähnen, daß Roberts¹⁾ und Ladenburg und Kanner (l. c.) bei ihren Ausbeutemessungen mit 200 kV-Deuteronen den Faktor $f = 2,4$ fanden, daß aber keine Analyse des $(D_2O + P_2O_5)$ -Auffängers ausgeführt wurde.

Die f -Werte der obigen Tabelle gelten für Deuteronenenergien um 134 kV; für schnelle Deuteronen wird f etwas größer, weil das Bremsvermögen der Deuteronen im Deuterium mit wachsender Energie abnimmt. Amaldi, Hafstad und Tuve (l. c.) bestimmten die Ausbeute an $D + D$ -Neutronen zwischen 0,3 und 1 MV für einen Auffänger aus (24,4% $D_2O + 74,3\%$ $P_2O_5 + 1,3\%$ H_2O). Der Umrechnungsfaktor dieser Zusammensetzung auf D_2O ergibt sich mit $b(D) = 0,36$ für 134 kV-Deuteronen zu $f = 2,9$, mit $b(D) = 0,26$ für 738 kV-Deuteronen zu $f = 3,1$. Amaldi, Hafstad und Tuve rechnen ihre Meßwerte zwischen 300 und 1000 kV mit $f = 3,45$ auf Eis um, nach den vorliegenden Messungen ist jedoch ein etwas niedrigerer Faktor wahrscheinlicher. Die Neutronenausbeute eines Auffängers aus reinem schweren Wasserstoff ist mit den angegebenen Zahlen bei 134 kV 2,4mal, bei 738 kV 2,9mal größer als die eines D_2O -Auffängers.

5. *Absolutausbeute und Wirkungsquerschnitt des $D + D$ -Prozesses.* Es lag ursprünglich nicht im Plan dieser Untersuchung, Neutronenausbeuten zu bestimmen, gelegentlich wurden aber Vergleiche mit der Ausbeute von Radium-Beryllium-Präparaten gemacht, um die Leistungsfähigkeit der Apparatur zu prüfen. Diese Versuche können zur Berechnung der Absolutausbeute a (Zahl der Neutronen auf ein einfallendes Deuteron) verwandt werden, wenn die Neutronenintensität des Vergleichspräparates bekannt ist. Die Messungen wurden in derselben Paraffinanordnung wie in Abschnitt 4 angestellt, bei der der Ag-Indikator 30 cm Abstand von der Neutronenquelle hatte. Die Paraffindicke vor und hinter dem Indikator wurde

¹⁾ R. B. Roberts, Phys. Rev. **51**, 810, 1937.

variiert und die Anstiegskurve der Aktivität mit zunehmender Paraffindicke für $D + D$ - und $RnBe$ -Neutronen aufgenommen. Bei den Ausbeutemessungen wurde im Bereich der beiden breiten und praktisch zusammenfallenden Aktivitätsmaxima gearbeitet. Dadurch dürfte der Einfluß der etwas verschiedenen Verlangsamung, die Be - und $D + D$ -Neutronen wegen ihrer verschiedenen Primärgeschwindigkeiten in Paraffin erfahren, ziemlich ausgeschaltet sein. Beim Bestrahlen mit Be -Neutronen wurde das 2 bis 3 cm lange Präparatröhrchen neben dem Auffänger befestigt. Die verschiedene geometrische Form der $D + D$ - und der Be -Neutronenquelle spielt bei dem weiten Indikatorabstand keine Rolle.

Mit einem Radon-Beryllium-Präparat von 252 mC wurde eine Aktivität von 640 Einheiten gemessen, die Aktivität pro mg $RnBe$ betrug also 2,54. Ein D_2O -Auffänger liefert mit 1 μA Deuteronen von 134 kV die Aktivität 102. Dieser Wert ist noch wegen der anisotropen Richtungsverteilung der $D + D$ -Neutronen zu korrigieren. Stellt man die Intensitätsverteilung auf Grund der Messungen von Kempton, Brown und Maasdorp¹⁾ durch $(1 + 0,8 \cos^2 \Phi)$ dar, so ist die Gesamtneutronenzahl der unter dem Winkel Φ gemessenen, multipliziert mit $(\frac{1}{2} \int_0^\pi (1 + 0,8 \cos^2 \Phi \sin \Phi d\Phi)) : (1 + 0,8 \cos^2 \Phi)$, proportional. Für den benutzten Meßwinkel von 60° wird der Faktor 1,05. Es ergibt sich so das Resultat, daß ein mit $6,25 \cdot 10^{12}$ Deuteronen/sec beschossener D_2O -Auffänger bei 134 kV ebensoviel Neutronen wie 42 mC $RnBe$ aussendet. Aus der gemessenen Energieabhängigkeit der Ausbeute, die innerhalb der Meßfehler denselben Verlauf wie die Anregungskurve anderer Autoren zeigte²⁾, folgt entsprechend für 100 kV der Wert 22, für 200 kV der Wert 88 mC $RnBe$. Diese Werte stimmen gut mit denen von Zinn und Seely³⁾ überein, die durch Aktivierung eines Vanadiumindikators in ganz anderer Paraffinanordnung (der Paraffinblock umgab die Neutronenquelle möglichst allseitig) bei 100 kV ein $RnBe$ -Äquivalent von 22, bei 124 kV von 37 mC erhielten.

Nehmen wir für die Neutronenintensität einer $RnBe$ -Quelle den Wert $2 \cdot 10^4$ Neutronen/sec mC, so ergeben sich für die Ausbeute $a \cdot 10^8$ die Zahlen 7 und 13 und 28 bei 100 und 134 und 200 kV. Die von Ladenburg und Kanner in diesem Energiebereich gefundenen Ausbeuten sind 29% niedriger.

¹⁾ A. E. Kempton, B. C. Brown u. R. Maasdorp, Proc. Roy. Soc. London (A) **157**, 386, 1937. — ²⁾ Döpel; Ladenburg u. Kanner; Alexopoulos; Oliphant, Hartek u. Rutherford (für den Prozeß $^2D(d, p)^3H$). — ³⁾ W. H. Zinn u. S. Seely, Phys. Rev. **52**, 919, 1937.

Mit dem von Amaldi, Hafstad und Tuve für eine RnBe-Quelle gemessenen Wert $2,5 \cdot 10^4$ n/sec mC wird der Unterschied noch größer. Diese anscheinend doch die Summe der Meßfehler beider Meßmethoden überschreitende Differenz findet darin eine mögliche Erklärung, daß verschiedene RnBe-Präparate in ihrer Neutronenausbeute nicht gleichwertig zu sein brauchen. Je nach guter oder schlechter Füllung des Emanationsröhrchens mit Berylliumpulver und je nach der Korngröße des Pulvers kann die Ausnutzung der α -Strahlen verschieden sein. Das zu den Vergleichsmessungen dienende Röhrchen von 20 mm Länge und etwa 1 mm Innendurchmesser wurde möglichst sorgfältig mit Berylliumpulver gefüllt, das durch ein Sieb mit 5300 Maschen/cm² durchgeseibt war. Zur Kontrolle wurde auch ein Vergleich mit einem Radium-Beryllium-Präparat unseres Instituts durchgeführt (Radiumchlorid mit Berylliumpulver vermischt)¹⁾. Das Radiumpräparat gab auf gleiches γ -Äquivalent umgerechnet eine 34% schlechtere Neutronenausbeute als das Emanationspräparat. Früher wurde in unserem Institut mit einem damals hergestellten Emanationspräparat ein Unterschied von nur 10% festgestellt¹⁾. Wir möchten die geringere Ausbeute des damaligen Emanationspräparates auf schlechte Füllung des Röhrchens zurückführen.

Zum Zwecke der im folgenden durchgeführten Berechnung des Wirkungsquerschnittes Deuteron-Deuteron wurde die Ausbeute eines D₂O-Auffängers für Deuteronenenergien von 0 bis 1 MV in großem Maßstabe aufgetragen. Von 0,3 MV aufwärts wurde die (D₂O + P₂O₅)-Ausbeutekurve von Amaldi, Hafstad und Tuve mit dem in Abschnitt 4 begründeten Faktor $f = 3,1$ auf D₂O umgerechnet. An die so erhaltene Kurve lassen sich die im Bereich 0,05 bis 0,28 MV liegenden Messungen von Ladenburg und Kanner gut anschließen. Sie wurden im Hinblick auf die oben geschilderte Sachlage statt der hier gefundenen höheren Ausbeutewerte zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwandt. Sollten die Neutronenausbeuten in Wirklichkeit doch 20 bis 30% höher sein, so ändert das wenig an der Abhängigkeit des D + D-Wirkungsquerschnittes von der Energie. Unterhalb 0,1 MV wurde der Ausbeuteverlauf aus der Anregungskurve von Döpel entnommen, indem dessen Meßpunkt bei 117 kV willkürlich auf die Ladenburg-Kannersche Kurve gelegt wurde. Die folgende Zusammenstellung enthält aus der stellenweise leicht ausgeglichenen Gesamtkurve abgelesene Werte. Sie gelten für einen D₂O-Auffänger; die Ausbeute eines reinen D-Auffängers ist nach Abschnitt 4 zwei bis dreimal größer.

¹⁾ O. Erbacher u. K. Philipp, ZS. f. phys. Chem. **176**, 175, 1936.

MV	$a \cdot 10^8$	$\frac{da}{dE} \cdot 10^6$	MV	$a \cdot 10^8$	$\frac{da}{dE} \cdot 10^6$
0,02	0,007		0,3	56,5	6,0 ₀
0,03	0,07		0,4	146	10,8
0,05	0,7	0,5	0,6	384	12,8
0,1	5,0	1,0 ₈	0,8	670	16,4
0,2	20,2	2,0 ₆	1,0	1050	20,3

Der Wirkungsquerschnitt σ für die Deuteronenenergie E ergibt sich durch Differentiation des gemessenen Ausbeuteintegrals

$$a = \int_0^R N_D \cdot \sigma \cdot dx = \int_0^E \frac{N_D}{N_{D_2O}} \cdot \sigma \cdot \frac{dE}{b(D_2O)},$$

es wird also

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{da}{dE} \cdot b(D_2O).$$

Hierin wurde $\frac{da}{dE}$ durch graphische Differentiation der Ausbeutekurve gewonnen und ist in der Zusammenstellung in [1/MV] aufgeführt. $b(D_2O) = 2 \cdot b(D) + b(O)$ ist das Bremsvermögen eines D_2O -Moleküls für Deuteronen¹⁾. $b(O)$ wurde gleich $b(\text{Luft})$ gesetzt und aus den Energie-Reichweitekurven von Parkinson, Herb, Bellamy und Hudson (l. c.) durch Differentiation erhalten. Für $b(D)$ wurden wieder die Blackett-Leesschen Messungen zugrunde gelegt. Die Energieabhängigkeit von $b(D_2O)$ ergab sich zwischen 0,1 und 1 MV als annähernd linear. $b(D_2O)$ nimmt in diesem Bereich mit zunehmender Deuteronenenergie von $3,7 \cdot 10^{-20}$ auf $1,2 \cdot 10^{-20} \text{ MV} \cdot \text{cm}^2$ ab. In Fig. 3 sind σ und da/dE in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie aufgetragen. Unterhalb 0,2 MV nimmt σ wenig mit wachsender Energie zu. Es sieht so aus, als ob es konstant würde, wie auch ursprünglich aus dem nur unterhalb 0,2 MV gemessenen, annähernd geradlinigen Verlauf der Anregungskurve geschlossen werden mußte.

Zwischen 0,2 und 0,4 MV setzt ein resonanzähnliches Anwachsen des Wirkungsquerschnittes von $3,5 \cdot 10^{-26}$ auf $14 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ ein. Dieser Anstieg muß experimentell als gesichert angesehen werden, denn die Ausbeutekurve verläuft nach den Befunden einer Reihe von Autoren zwischen 0,1 und 0,2 MV annähernd geradlinig, zwischen 0,4 und 0,7 MV nach Amaldi, Hafstad und Tuve ebenfalls annähernd geradlinig, aber mit bedeutend

¹⁾ Nach Messungen von K. Philipp, ZS. f. Phys. **17**, 23, 1923 bremsen Wasserstoff und Sauerstoff in der Form von Wasser etwas stärker als im gasförmigen Zustand. Dieser kleine Effekt ist hier zu vernachlässigen.

steilerem Anstieg. Im Zwischenbereich muß infolgedessen ein ziemlich schnelles Umbiegen der Ausbeutekurve nach oben, d. h. ein Anwachsen von da/dE bzw. σ stattfinden. Die starke Zunahme von σ kann, wie von Flügge¹⁾ diskutiert worden ist, auf das Einsetzen einer erst bei höheren Energien möglichen Umwandlung durch exzentrische Stöße mit dem Drehimpuls 1 oder vielleicht auch auf das Vorhandensein eines Anregungsniveaus

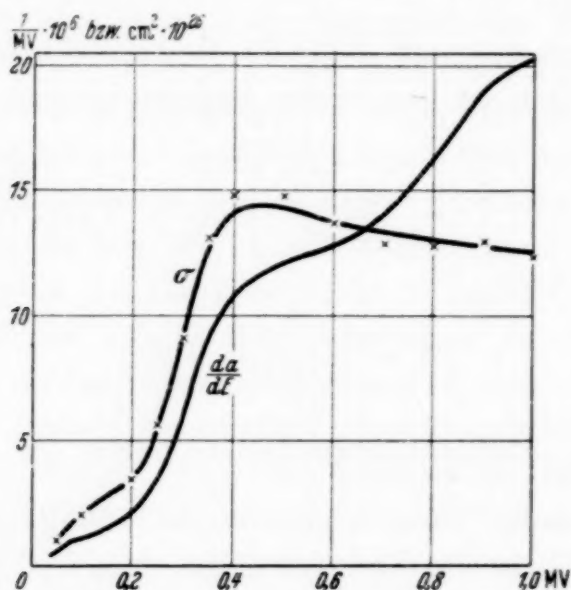


Fig. 3. Differentielle Ausbeute und Wirkungsquerschnitt des D + D-Prozesses in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie.

des α -Teilchens (Zwischenkerns) zurückgeführt werden. Für den Experimentator ist wichtig, daß bei einer D + D-Neutronenquelle durch Spannungserhöhung von 200 auf 400 kV die siebenfache Neutronenausbeute erhalten wird.

Zum Schluß möchten wir Herrn Geheimrat C. Bosch, durch dessen großzügige Unterstützung der Bau der Hochspannungsanlage ermöglicht wurde, unseren herzlichen Dank aussprechen.

¹⁾ S. Flügge, ZS. f. Phys. **108**, 545, 1938.

Streuung von Röntgenstrahlen an Flüssigkeiten, insbesondere Tri-acyl-aminen.

Von **R. N. Bapat**, M. sc., College of Science, Nagpur.

Mit 8 Abbildungen. (Eingegangen am 16. Mai 1938.)

Die Arbeit steht in engem Zusammenhang mit der in dieser Zeitschrift erscheinenden Arbeit „Streuung von Röntgenstrahlen an flüssigen Di-acyl-aminen“ von B. V. Thosar¹⁾. Thosar wies auf die Ergebnisse dieser Arbeit hin. Das Ergebnis dieser vorliegenden Arbeit gestattet nicht, den Aufbau der Tri-acyl-amine in ähnlicher Weise schlüssig zu bestimmen, wie es Thosar in der zitierten Arbeit für die Di-acyl-amine gelungen ist.

Einleitung. Das Studium der Interferenzringe von Röntgenstrahlen, die von Flüssigkeiten verursacht werden, hat in früheren Jahren viele Forscher beschäftigt. Sogani²⁾ und Krishnamurti³⁾ haben in Indien eine Reihe einfacher aliphatischer und aromatischer Moleküle, sowohl scheiben-, wie kugel- und stäbchenförmige, untersucht. Die Versuche, die Entstehung der Interferenzringe zu erklären, haben zu vielen interessanten Theorien geführt, von denen hier nur die von Raman und Ramanathan⁴⁾ und die von Stewart⁵⁾ erwähnt seien. Alle gemeinsam rechnen mit der Existenz einer Art von periodischen Ordnung in der sonst als amorph betrachteten Flüssigkeit. Raman und Ramanathan diskutierten die Dichteschwankungen in Flüssigkeiten und wandten Betrachtungen der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die Flüssigkeit als ein Kontinuum an unter der Annahme molekularer Symmetrie. Stewart rechnet allgemein mit einem „cybotactischen“ Zustand in den Flüssigkeiten und damit der Gültigkeit der Braggschen Formel (d. h. in kleinen, örtlich dauernd wechselnden und veränderlichen Gebieten der Flüssigkeit besteht ein ausgezeichneter, besonderer Ordnungszustand der Moleküle. Anm. des Übersetzers). Weitere Daten über die Streuung von Röntgenstrahlen an Molekülen verschiedenen Aufbaues könnten weiterhelfen. Deshalb ist die Untersuchung von Tri-acyl-aminen wohl von einigem Interesse, wo die drei H-Atome des symmetrischen Ammoniummoleküls durch Kohlenstoffketten von zunehmender Länge ersetzt sind. Im folgenden ist die Streuung von Röntgenstrahlen

¹⁾ ZS. f. Phys. **110**, 436, 1938. — ²⁾ C. M. Sogani, Ind. Journ. Phys. **2**, 97, 1927, sowie spätere Bände. — ³⁾ P. Krishnamurti, Ind. Journ. Phys. **2**, 491, 1928, sowie spätere Bände. — ⁴⁾ Raman u. Ramanathan, Proc. Ind. Ass. Cult. Science, Vol. 8, 2. Teil, 1923, S. 127. — ⁵⁾ G. W. Stewart, Rev. Mod. Phys. **2**, 116, 1930.

an Tri-äthyl, Tri-n-propyl, Tri-n- und Tri-iso-butyl und Tri-n- und Tri-iso-amyl-aminen beschrieben und diskutiert. Ebenso wurden Iso-amyl- und Di-iso-amyl-amine untersucht.

Versuchsanordnung. Es wurde eine Röntgenröhre nach Shearer mit wassergekühlter Kupferanode verwendet. Das Vakuum wurde erzeugt durch eine Cenco-Hyvac-Vorpumpe und zwei Waran-Pumpen in Serie. Der Strom wurde bei einer Spannung von etwa 40 kV einem ölgekühlten Transformator entnommen. Die Röntgenstrahlen passierten ein Aluminiumfenster und die gleichmäßig kreisförmige Durchbohrung eines Messingzylinders, der teilweise aus der Stirnwand der bleigeschützten Holzkamera herausragte. Die Flüssigkeit befand sich in dem kreisförmigen Ausschnitt einer Glasplatte, die beiderseits mit Glimmerplättchen verschlossen war. Der Glimmer war an das Glas mit Gummilösung gekittet.

Der nicht gestreute Primärstrahl wurde durch eine kleine Bleischeibe aufgefangen, die an einem steifen Draht befestigt war. Der Abstand zum Film, der, in schwarzes Papier verpackt, in der Kassette lag, betrug 2,42 cm. Die Belichtungszeit lag in jedem Falle in der Größenordnung von 2 Stunden. Für jede Flüssigkeit wurden neue Glimmerplättchen aufgekittet. Die Flüssigkeiten waren garantiert rein.

Ergebnisse. Der Durchmesser der Interferenzringe wurde gemessen und aus dem Filmabstand von 2,42 cm der Streuwinkel Θ_0 berechnet. Aus der Braggschen Formel

$$2d \sin \frac{\Theta_0}{2} = \lambda$$

wurde die räumliche Größe „ d “ für jede Flüssigkeit bestimmt, unter Anwendung des Wertes von $\lambda = 1,539 \text{ \AA}$ für Kupferstrahlung.

Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse für sechs Tri-acyl-amine. Die erste Spalte nennt die betrachtete Flüssigkeit, die zweite den Streuwinkel Θ , die dritte die Länge „ d “ nach der Formel von Bragg. Es muß hier gesagt werden, daß bei allen Flüssigkeiten der Interferenzring recht verwaschen ist. Es wurde aus der Mitte des Ringes der Durchmesser der maximalen Schwärzung gemessen. Die vierte Spalte schließlich gibt den Wert von $\sqrt[3]{m/\rho}$, wo ρ die Dichte und m das Molekulargewicht der Flüssigkeit bezeichnet. Die Werte wurden genommen aus dem Dictionary of Organic compounds¹⁾. Der Wert $\sqrt[3]{m/\rho}$ gibt einen rohen Überblick über die lineare Ausdehnung

¹⁾ Dictionary of Organic Compounds, herausgegeben von I. M. Heilbron, D. S. O., D. Sc., Ph. D., F. I. C., F. R. S. und H. M. Bunburry, M. Sc., A. C. C., Barrister at law.

des Moleküls, da m/ρ das Volumen je Flüssigkeitsmolekül ist. In der letzten Spalte steht „ k “, das man erhält, wenn man (3) durch (4) dividiert.



Fig. 1. Tri-äthyl-amin.

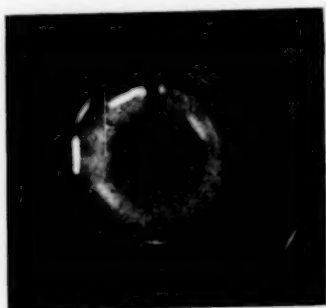


Fig. 2. Tri-n-propyl-amin.



Fig. 3. Tri-n-butyl-amin.



Fig. 4. Tri-iso-butyl-amin.



Fig. 5. Tri-n-amyl-amin.



Fig. 6. Tri-iso-amyl-amin.



Fig. 7. Iso-amyl-amin.



Fig. 8. Di-iso-amyl-amin.

Tabelle 2 gibt entsprechend die Werte für Iso-amyl-amine, Di-iso-amyl-amin und Tri-iso-amyl-amin.

Die beigegebenen Filmabzüge zeigen die Interferenzringe der verschiedenen Flüssigkeiten.

Diskussion der Ergebnisse. Gehen wir vom Tri-äthyl zum Tri-n-propyl-amin über, so zeigt der Braggsche Abstand „ d “ ein deutliches Ansteigen. Beim Tri-n-butyl-amin erhalten wir einen niedrigen Wert, der bei den Tri-n-amyl und Tri-iso-amyl-aminen wieder ansteigt. Der Abstand „ d “

Tabelle 1.

Lfd. Nr.	1	2	3	4	5
	Flüssigkeit	θ_0 in Grad	d in Å	$\sqrt[3]{m/\rho}$ in Å	k
1	Tri-äthyl-amin	16° 8'	5,48	6,17	0,888
2	Tri-n-propyl-amin.	15 4	5,87	6,69	0,864
3	Tri-n-butyl-amin	19 21	4,58	7,32	0,626
4	Tri-iso-butyl-amin	13 56	6,35	7,34	0,865
5	Tri-n-amyl-amin	18 50	4,70	7,77	0,605
6	Tri-iso-amyl-amin	18 50	4,70	7,81	0,602

Tabelle 2.

1	Iso-amyl-amin	18° 18'	4,84	5,76	0,840
2	Di-iso-amyl-amin	18 18	4,84	6,96	0,695
3	Tri-iso-amyl-amin	18 50	4,70	7,81	6,602

ist für das Tri-iso-butyl-amin deutlich größer als bei dem entsprechenden normalen Amin. Das läßt darauf schließen, daß ein Seitenglied der Iso-komponente die tatsächliche Größe des Moleküls zu vergrößern strebt. Andererseits haben aber beim normalen und beim Tri-iso-amyl-amin die Werte für „ d “ annähernd den gleichen Betrag. Wahrscheinlich kommt das daher, daß das Seitenglied der Isokomponente nicht den linearen Querschnitt des Moleküls wesentlich vergrößert, wenn die Kohlenstoffkette lang genug ist. Beim Tri-n-butyl, Tri-n-amyl und Tri-iso-amyl-amin ist „ k “ viel kleiner als beim Tri-äthyl, Tri-n-propyl und Tri-iso-butyl-amin.

Tabelle 2 zeigt den Abstand „ d “ für Mono-, Di- und Tri-iso-amyl-amine. Der kleinere Wert beim Tri-iso-amyl-amin verdient Beachtung. Der Wert für „ k “ zeigt beim Übergang vom Iso-amyl-amin zum Di-iso- und weiter zum Tri-iso-amyl-amin eine stetige Abnahme. Eine allgemeine Prüfung der Ergebnisse zeigt, daß mehr Material nötig ist, um klar zu machen, welcher Querschnitt im Tri-acyl-amin für das Maximum im Interferenzring verantwortlich ist.

Die Interferenzringe selbst sind in vielen Fällen sehr diffus. Der Streuwinkel ist beachtenswert klein. Daraus geht hervor, daß bei den untersuchten Flüssigkeiten eine sehr geringe Zielstrebigkeit in der Anordnung der Moleküle besteht.

Für die Überlassung experimenteller Hilfsmittel bin ich der Leitung des College of Sciences, Nagpur, zu besonderem Dank verpflichtet.

Über eine neue thermodynamische Berechnung des Dissoziationsgrades.

Von **Karl-Heinrich Riewe** in Berlin-Wilmersdorf.

(Eingegangen am 20. Juli 1938.)

Mit Hilfe der Zustandssumme eines teilweise dissoziierten Gases wird der Dissoziationsgrad berechnet aus der Summe der Besetzungswahrscheinlichkeiten aller Molekülniveaus.

1. Die bisherigen, erfolgreichen Berechnungen für den Dissoziationsgrad d führen für ein zweiatomiges Gas und die Reaktion $A \rightarrow 2 B$ zu der Formel

$$\frac{p_b^2}{p_a} = \frac{d^2}{1 - d^2} p = \frac{Z_b^2}{Z_a} \quad (1)$$

(vgl. z. B. R. H. Fowler, Statistical Mechanics). Hierin bedeuten p_a und p_b die Partialdrucke der beiden beteiligten Gase, Z_a und Z_b die zugehörigen Zustandssummen und p den Gesamtdruck. Die Zustandssummen setzen sich in bekannter Weise aus einer äußeren (Translation) und einer inneren Teilsumme (Rotation, Kernschwingung, Terme) zusammen.

Zu dem obigen Ausdruck kommen wir aber noch auf einem neuen, vielleicht einfacheren Wege mit Hilfe der Zustandssumme eines Moleküls in einem teilweise dissoziierten Gas¹⁾, die in unserer Schreibweise lautet:

$$Z_d = \left(\frac{Z_a (1 + d)}{p (1 - d)} \right)^{1-d} \cdot \left(\frac{Z_b (1 + d)}{p \cdot d} \right)^{2d} \quad (2)$$

Dabei wurde ideales Verhalten der beteiligten Gase und einheitlicher Druck p angenommen, so daß die ursprüngliche Zahl der Moleküle $N = p/(1 + d) k T$ ist. Das vor kurzem zur Berechnung des Ionisationsgrades angewendete Verfahren²⁾ beruht auf folgendem Gedankengang:

In einem teilweise dissoziierten Gas ist die Wahrscheinlichkeit, zwei Atome B in einem Energieniveau unterhalb der Dissoziationsgrenze (also als „Molekül“) anzutreffen, kleiner als 1; und zwar gerade um die Größe d . Die Summierung über die Wahrscheinlichkeiten aller möglichen dieser Energieniveaus des Moleküls A ergibt also $(1 - d)$. Die Formulierung dieses Gedankens führt also zu einer Gleichung, in der neben den Zustandssummen nur d als Unbekannte vorkommt und also berechnet werden kann. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit zu zeigen, daß der so gewonnene Ausdruck mit (1) übereinstimmt.

¹⁾ K.-H. Riewe, ZS. f. Phys. **109**, 753, 1938. — ²⁾ K.-H. Riewe, ebenda **107**, 680, 1937.

2. Die Besetzungswahrscheinlichkeit A_m eines Terms m ist gegeben durch

$$A_m = \frac{g_m}{Z_d} \cdot e^{-\Theta_m/T},$$

dabei ist Θ_m die vom (einheitlich angenommenen) Dissoziationsniveau aus gezählte charakteristische Temperatur des Terms m , g_m sein statistisches Gewicht und Z_d die Plancksche Zustandssumme des betrachteten Dissoziationsvorganges.

Die Summierung über alle Energiezustände des Moleküls A führt zu

$$\sum_m A_m = \frac{Z'_a}{Z_d} = \frac{Z_a(1+d)}{p \cdot Z_d} = 1-d. \quad (3)$$

Hierin setzen wir die Zustandssumme (2) ein und erhalten

$$1-d = \frac{Z_a^d \cdot p^d \cdot d^{2d}}{Z_b^{2d} (1+d)^d (1-d)^{1-d}}. \quad (3')$$

Nach einigen Umformungen wird daraus

$$\frac{d^2}{1-d^2} p = \frac{Z_b^2}{Z_a} \quad (4)$$

was mit der Formel (1) übereinstimmt.

3. Setzen wir in diesen Ausdruck die Teilzustandssummen ein, so erhalten wir als Ausdruck für den Dissoziationsgrad eines zweiatomigen Moleküls

$$\frac{d^2}{1-d^2} p = \frac{e(\pi m_b)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3 \cdot Z_i} e^{-\Theta_d/T} = 18,6 \frac{M^{3/2} T^{5/2}}{Z_i} e^{-\Theta_d/T}, \quad (5)$$

worin M das Atomgewicht des Atomgases B bedeutet, Θ_d die charakteristische Temperatur der Dissoziation und Z_i die innere Zustandssumme des Moleküls A .

Berlin-Wilmersdorf, 18. Juli 1938.

Berichtigung

zur Arbeit: Über Wirkungsquerschnitte bei Stößen zweiter Art im angeregten Hg-Dampf nebst einem Beitrag über die Hyperfeinstruktur der Hg-Resonanzlinie 2537 Å.

Von Otto Buhl¹⁾.

(Eingegangen am 2. Juli 1938.)

Meine Untersuchungen des Zeeman-Effektes der Hg-Resonanzstrahlung hatten unter anderem die Zielsetzung, eine Kontrolle der interferometrisch gemessenen Hyperfeinstruktur der Hg-Resonanzlinie 2537 Å durchzuführen. Aus den Untersuchungen wurde unter Heranziehung der Theorie von Inglis²⁾ geschlossen, daß wegen der nahen Übereinstimmung der kurzwelligsten Komponenten von Hg₁₉₉ (B) und Hg₂₀₁ (c) (der mitgeteilte Abstand Bc war $9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) das Triplett von Hg₂₀₁ ($i = 3/2$) eine Abweichung von der Landéschen Intervallregel zeigt, die nach Schüler und Schmidt³⁾ auf das Vorhandensein eines Quadrupolmoments des Atomkerns von Hg₂₀₁ hinweist. Schüler und Schmidt finden für die Größe dieses Moments: $q = 5 \cdot 10^{-25}$ (nicht $0,5 \cdot 10^{-25}$, wie irrtümlich angegeben), während ich einen niedrigeren Wert fand ($3 \cdot 10^{-25}$), der allerdings wegen der Unsicherheit in der Lage der Triplett-Komponenten von Hg₂₀₁ keinen Anspruch auf erhöhte Genauigkeit erheben konnte.

Herr Th. Schmidt hatte nun die Freundlichkeit mich darauf hinzuweisen, daß beim Auftreten eines Quadrupolmoments die Formeln von Inglis nicht mehr genügen bzw. eine Korrektur erfahren müssen, die dem $\cos^2(ij)$ -Glied Rechnung trägt. Die Säkulargleichung enthält dann die Kopplungskonstanten a und b zwischen Elektronengebäude und Dipol- bzw. Quadrupolmoment des Kerns. Mit den von Schüler und Schmidt aus $\lambda = 4078 \text{ Å}$ ermittelten Werten für a und b findet man für die $m = \frac{1}{2}$ Aufspaltung von c_{201} bei $\mathfrak{H} = 1935 \text{ O}$ genau denselben Wert wie bei $\mathfrak{H} = 0$, d. h. die Linien B und c fallen sogar zusammen, und zwar können sie sich bei einer Fehlergrenze von $\pm 20 \text{ O}$ beim Resonanzfeld 1930 O höchstens um $\pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ unterscheiden. Nimmt man nun für die Hyperfeinstrukturabstände der ungeraden Isotope die Werte von Schüler und Schmidt und berechnet die Lage der geraden Isotope aus den Auf-

¹⁾ Otto Buhl, ZS. f. Phys. **109**, 180, 1938. — ²⁾ D. R. Inglis, ebenda **84**, 466, 1933. — ³⁾ H. Schüler u. Th. Schmidt, ebenda **98**, 239, 1935.

spaltungen $H = g\mu\mathfrak{H}$ bei den Resonanzfeldern $\mathfrak{H} = 3150; 5550; 8120$ und 10400 O, so ergibt sich folgendes Strukturbild (bezogen auf Hg_{200}):

Komp.	Schwerpunkt		
	10^{-3} cm^{-1}		10^{-3} \AA
I $\left\{ \begin{array}{l} B \\ c \end{array} \right.$	388,5 388,5	388,5	- 25,0
II $\left\{ \begin{array}{l} 198 \\ b \end{array} \right.$	168 134,5	157,5	- 10,1
III 200	0	0	0
IV 202	- 180	- 180	+ 11,6
V $\left\{ \begin{array}{l} a \\ 204 \\ A \end{array} \right.$	- 330 - 349 (?) - 351	$\left. \begin{array}{l} - 339,5 \\ - 342,5 \end{array} \right\}$	+ 22,0

Zur Festlegung von Hg_{204} ist angenommen, daß die Komponenten von a und Hg_{204} bei der Überkreuzung über I bei $\mathfrak{H} = 10400$ O intensitäts-gleich sind.

Den berechneten Aufspaltungen ist ein g -Faktor $3/2$, d. h. Annahme der Russel-Sounders-Kopplung, zugrunde gelegt. Beim 3P_1 -Term ist jedoch diese Voraussetzung nicht streng erfüllt. Aus den Multiplettständen würde folgen: $g = 1,484$. Damit ist aber die Übereinstimmung mit den Messungen von Mc. Nair¹⁾ schlechter wie oben, und um diese zu wahren, wäre ein kleinerer g -Faktor nur in Verbindung mit höheren Resonanzfeldern vereinbar, d. h. in Wirklichkeit müßte man die angegebenen Felder um 1% vergrößern. Ganz abgesehen davon, daß diese Möglichkeit nicht auszuschließen ist (die Werte für die Felder wurden einer nicht selbst-gemessenen Eichkurve entnommen), ist auf der anderen Seite die Berechnung des g -Faktors aus der Multiplettstruktur nicht genügend sicher.

München, Physikalisches Institut der Universität.

¹⁾ Mc. Nair, Phys. Rev. **31**, 986, 1928.